Hochfrequenzholografie lasererzeugter und akustisch erzeugter Kavitationsblasen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von
Karl-Joachim Ebeling
aus Hehlen

Göttingen 1976

Hochfrequenzholografie lasererzeugter und akustisch erzeugter Kavitationsblasen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von
Karl-Joachim Ebeling
aus Hehlen

Göttingen 1976

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

D 7

Referent: Prof. Dr. M.R. Schroeder
Korreferent: Priv.-Doz. Dr. W. Lauterborn
Tag der mündlichen Prüfung: 1. Juli 1976

Inhaltsverzeichnis Seite

Zusammenfassung 1

1. Einführung 2

2. Holografie mit dem Rubinimpulslaser 5
   2.1. Aufnahme und Rekonstruktion von Impulshologrammen 5
   2.2. Aufnahmen mit transversal modenreinen Impulsen 9
   2.3. Der Einfluß höherer transversaler Moden 12
   2.4. Der Aufbau des Rubinlasers 13

3. Bildtrennung und Aufnahmetechnik bei der Hochfrequenzholografie kleiner Objekte 18
   3.1. Bildtrennung durch Aufnahme auf unterschiedlichen Teilen der Hologrammplatte 18
   3.2. Bildtrennung durch unterschiedliche Referenzstrahlrichtungen 19
   3.3. Vorvergrößerung kleiner Objekte 20
   3.4. Das beugungsbegrenzte Auflösungsvermögen 22

4. Die experimentellen Anordnungen 27
   4.1. Die Aufnahmeanordnung mit rotierender Blende 27
   4.2. Der Abgleich von Referenz- und Objektlichtwegen 30
   4.3. Der Aufbau mit mehreren Referenzstrahlrichtungen 31
   4.4. Die akusto-optische Ablenkzelle 34
   4.5. Die Rekonstruktion 36

5. Hologrammserien von lasererzeugten Kavitationsblasen 38
   5.1. Das Verhalten einzelner Blasen 38
   5.2. Die Entstehungsphase der Blasen 44
   5.3. Die Wirkung lasererzeugter Blasen auf ihre Umgebung 48
   5.4. Die Wechselwirkung während der Kollapsphase 52

Seite

6. Hologrammserien von akustisch erzeugten Kavitationsblasenfeldern 58

6.1. Aufnahmen im Schwingungsmaximum 58

6.2. Beobachtung der Bewegung einzelner Blasen 60

6.3. Beobachtung der beim Kollaps abgestrahlten Stoßwellen 66

7. Modellrechnungen zur Dynamik kugelförmiger lasererzeugter Blasen 70

7.1. Bisherige Untersuchungen 70

7.2. Das Modell der Rechnung 70

7.3. Die freie Blasenschwingung 74

7.4. Zur Entstehung lasererzeugter Blasen 82

8. Schlußbemerkungen 87

8.1. Zur Holografie 87

8.2. Zur Kavitation 88

8.3. Zur Theorie der Schwingung und Schallabstrahlung lasererzeugter Blasen 90

9. Literaturverzeichnis 92

Zusammenfassung

Es werden zwei holografische Verfahren vorgestellt, mit denen von schnell veränderlichen, ausgedehnten Systemen kleiner Objekte in kurzen Zeitabständen von ca. 50 µs bis zu acht Hologramme nacheinander aufgenommen werden können. Eine Folge modenreiner Rubinriesenimpulse wird zur Belichtung verwendet. Alle Hologramme werden auf derselben Fotoplatte aufgenommen. Die Trennung der Einzelbilder bei der Rekonstruktion gelingt dadurch, daß entweder die Einzelhologramme auf unterschiedlichen Teilen der Platte gespeichert werden oder aber für jede Einzelaufnahme eine andere Referenzstrahlrichtung gewählt wird.

Untersucht werden sowohl lasererzeugte als auch akustisch erzeugte Kavitationsblasen. In den rekonstruierten Bildfolgen kann man die zeitliche Entwicklung einzelner Blasen und auch die Wechselwirkung mehrerer Blasen beobachten. Insbesondere kann man die von den Blasen abgestrahlten Stoßwellen verfolgen.

Ein die Kompressibilität berücksichtigendes Differentialgleichungssystem für die Schwingung einer Gasblase in einer Flüssigkeit wird numerisch für spezielle Anfangsbedingungen gelöst. Es wird gezeigt, daß die bei der Schwingung von lasererzeugten Kavitationsblasen in Wasser zu beobachtende starke Dämpfung durch Schallabstrahlung erklärt werden kann.

1. Einführung

Zur Beobachtung schnell veränderlicher, mechanischer Vorgänge werden vielfach hochfrequenzkinematografische Verfahren herangezogen. Im Bereich der Kavitation, die sich ganz allgemein mit Eigenschaften von Hohlräumen in Flüssigkeiten beschäftigt, wurde hiermit besonders die experimentelle Erforschung der Blasendynamik vorangetrieben. Untersucht wurden das Kollapsverhalten von Einzelblasen [1-3] und auch die Bewegung der Blasen in dichtbevölkerten Feldern, wie sie beispielsweise bei akustisch erzeugter Kavitation [4] oder bei Strömungskavitation [5] auftreten. Besonders eindrucksvolle Studien an lasererzeugten Modellblasen wurden von Lauterborn [6] durchgeführt.

Will man viele kleine Objekte in ausgedehnten Volumina gleichzeitig beobachten, stößt man wegen der beschränkten Tiefenschärfe der fotografischen Abbildung auf unüberwindliche Schwierigkeiten. Hohe Auflösung verringert automatisch den erfaßbaren Tiefenschärfebereich. Einen Ausweg weist hier die Holografie, mit der man, Kohärenz des Lichtes vorausgesetzt, metertiefe Objekte aufnehmen kann. Da Kavitationsblasen außerordentlich schnell bewegte Objekte darstellen, kommen zur Hologrammbelichtung nur hinreichend kurze Lichtimpulse von Nanosekundendauer in Frage. Solche Lichtimpulse, die noch die zur Aussteuerung der hochauflösenden Fotoplatte notwendige Energie aufweisen, werden heutzutage nur von gütegeschalteten Festkörperlasern geliefert.

Die meisten Probleme der Impulsholografie haben ihre Ursache in der gewöhnlicherweise nur sehr mangelhaften Kohärenz der emittierten Lichtimpulse. Zur Holografie brauchbare, ausreichend kohärente Lichtimpulse erhält man durch den Einbau modenselektiver Elemente in den Resonator und die Verwendung von organischen Farbstoffen als passive Güteschalter. Hiermit kann man Hologramme von tiefen Objekten mit guter Auflösung aufnehemen [7,8]. Für viele Anwendungen stellt jedoch der bei passiven Schaltern nur ziemlich ungenau festliegende Emissionszeitpunkt einen erheblichen Nachteil dar, so daß aktive, synchronisierbare Schalter wie z.B. Kerr-

oder Pockelszellen vorgezogen werden. Die Kohärenz der Impulse ist jedoch im allgemeinen schlechter, da kein modenselektiv wirkendes nichtlineares Verhalten wie bei Farbstoffen vorliegt. Um dennoch Hologramme guter Qualität zu erhalten, benutzt man spezielle, die Kohärenzanforderungen minimierende Geometrien bei der Aufnahme [9] oder versucht, die Emission allein mit regelbaren, mehrteiligen Etalons auf den Einmodenfall einzustellen [10]. Bevorzugte Lichtquelle für die Impulsholografie ist der Rubinlaser. Frequenzverdoppelte Nd: YAG-Laser werden seltener eingesetzt [11].

Mehrere Autoren haben bereits Techniken zur Herstellung von Hologrammserien entwickelt. Bei kleinen Impulsabständen im Nanosekundenbereich kann aus einem einzigen Q-Switch-Impuls durch mehrfache Strahlteilung und Umwegleitung leicht eine Folge gewonnen werden. Novaro [12] nimmt mit einer solchen Serie (Impulsabstand 1 bis 2 ns) 10 getrennte in-line Hologramme in einer statischen optischen Anordnung auf.

Bei größeren Impulsabständen läßt sich die Folge nicht mehr auf diese Weise gewinnen, da zu lange Umwegleitungen erforderlich wären. Landry und McCarthey [13] stellen deshalb ihre Serie in einem Vielfachresonator her. Sie benötigen für jeden Impuls eine extra Pockelszelle. Die Abstände können im Bereich von wenigen Nanosekunden bis zu etwa einer Millisekunde eingestellt werden. Das Verfahren wird bei längeren Folgen unbrauchbar.

Bei Abständen im mittleren und oberen Mikrosekundenbereich ist es möglich, die Folgen durch mehrfaches Güteschalten desselben Resonators zu erzeugen [14]. Dies erfordert zwar relativ wenig Aufwand, aber es erweist sich als außerordentlich schwierig, stabile Serien kohärenter Impulse zu reproduzieren.

Um eine Bildtrennung bei der Rekonstruktion zu erreichen, werden die Einzelhologramme auf verschiedenen Teilen der Platte gespeichert [12, 14] oder mit unterschiedlichen Referenzstrahlrichtungen aufgenommen [13]. Dabei können die Strahlen mit akusto-optischen Modulatoren leicht umgelenkt werden [15, 16].

Im Bereich der Kavitation wurde bisher die Doppelimpulsholografie zur Untersuchung von akustisch erzeugten Blasenfeldern erfolgreich eingesetzt [17, 18]. Es ist das Ziel, das holografische Verfahren so zu erweitern, daß mehrere Hologramme mit Zeitabständen im Mikrosekundenbereich aufgenommen werden können. Hiermit lassen sich die dynamischen Effekte in ihrer Abfolge naturgemäß besser erfassen, als dies mit zwei Hologrammen allein möglich ist.

In der vorliegenden Arbeit wird zunächst untersucht, welche Kohärenzanforderungen überhaupt an die Lichtimpulsfolge für die Holografie gestellt werden müssen. Die Erkenntnisse werden beim Aufbau des Rubinlaserresonators verwertet. Zur Bildtrennung bei der Rekonstruktion stehen zwei Methoden zur Wahl, nämlich Aufnahme der Einzelhologramme auf unterschiedlichen Teilen der Platte oder mit verschiedenen Referenzstrahlrichtungen. Beide Möglichkeiten werden hinsichtlich ihres Auflösungsvermögens und Kontrastes diskutiert; eine Vorvergrößerung des Objekts wird in Erwägung gezogen.

Beide Verfahren werden praktisch realisiert. Es werden Serien mit bis zu acht Einzelhologrammen bei Folgefrequenzen bis zu 20 kHz von lasererzeugten und akustisch erzeugten Kavitationsblasen aufgenommen. Bei den lasererzeugten Blasen wird die Wechselwirkung einzelner weniger Blasen besonders untersucht. Außerdem wird die Entwicklungsphase der Blasen direkt nach dem Durchschlag beobachtet. Bei den akustisch erzeugten Blasen wird ihre Bewegung im Schallfeld verfolgt und darüberhinaus ihr charakteristisches Kollapsverhalten betrachtet. Schließlich wird untersucht, inwieweit das Verhalten kugelförmiger, lasererzeugter Blasen durch ein einfaches Modell theoretisch erklärt werden kann.

2. Holografie mit dem Rubinimpulslaser

2.1. Aufnahme und Rekonstruktion von Impulshologrammen

In der Kurzzeitholografie werden üblicherweise gütegeschaltete Rubinlaser als Lichtquelle benutzt [19]. Die zur Belichtung der Hologrammplatte verwendeten Lichtimpulse haben eine Dauer von ca. 30 ns, die Impulsenergie liegt bei einigen Millijoule. Die Rekonstruktion der Hologramme erfolgt mit einem kontinuierlichen Laser, meistens einem He-Ne-Laser, dessen Lichtwellenlänge von der des Rubinlasers abweicht.

Das skalare komplexe elektrische Feld E der quasimonochromatischen Rubinlichtimpulse kann allgemein dargestellt werden durch

$$(1) \qquad E(x,y,z,t) = \tilde{E}(x,y,z,t)\, e^{-j\omega t}$$

Dabei ist ω die Mittenkreisfrequenz des Lichtes und $\tilde{E}(x,y,z,t)$ eine im Vergleich zu $e^{-j\omega t}$ langsam veränderliche Funktion der Zeit t, die noch von den Ortskoordinaten x,y,z abhängt. Die Formulierung (1) beschreibt in ihrer allgemeinen Form sowohl die Emission in einer einzigen Mode als auch die Überlagerung mehrerer Moden unterschiedlicher longitudinaler (achsialer) und transversaler Ordnung.

Bei der Hologrammaufnahme wird eine Geometrie nach Abb. 1 verwendet.

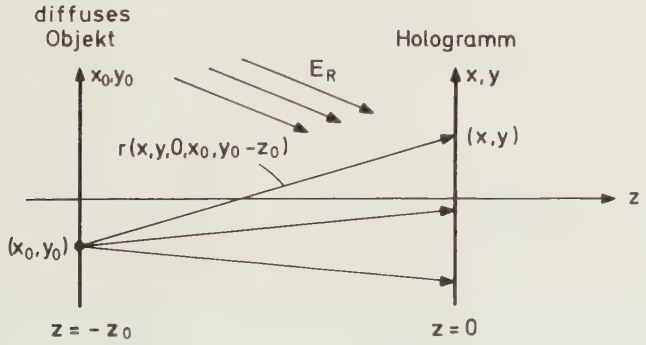


Abb. 1: Geometrie zur Hologrammaufnahme

Der Einfachheit halber wird das Objekt eben angenommen. Dies ist keine große Einschränkung, denn ein beliebig geformtes Objekt läßt sich aus ebenen zusammensetzen. Die Hologrammplatte befindet sich in der Ebene z = 0. Auf der Platte überlagern sich die von einem diffusen Objekt beiz = $-z_o$ ausgehende Objektwelle E_o und die Referenzwelle E_R. Für die Referenzwelle in der Hologrammplattenebene kann man allgemein ansetzen

$$E_R(x,y,0,t) = \tilde{E}_R(x,y,0,t)\, e^{-j\omega t}, \tag{2}$$

und für das Feld in der Objektebene hat man

$$E_o(x_o,y_o,-z_o,t) = \tilde{E}_o(x_o,y_o,-z_o,t)\, e^{-j\omega t}. \tag{3}$$

Bei diffusem Objekt gelangt von jedem Punkt $(x_o,y_o,-z_o)$ das Licht nach einer Laufzeit $\tau = r(x,y,0,x_o,y_o,-z_o)/c$ auf einen Punkt (x,y,0) der Fotoplatte, so daß (vergl. [20])

$$E_o(x,y,0,t)=\iint \frac{\tilde{E}_o(x_o,y_o,-z_o,t-\tau)}{j\lambda r(x,y,0,x_o,y_o,-z_o)} e^{-j\omega(t-\tau(x,y,0,x_o,y_o,-z_o))}\, dx_o dy_o \tag{4}$$

Dabei bedeuten c die Lichtgeschwindigkeit und λ die Wellenlänge. Für alle Punkte des Objekts wurde eine kugelförmige Streucharakteristik angenommen.
Wenn $z_o >> x,y,x_o,y_o$, kann man in guter Näherung setzen

$$\tilde{E}_o(x_o,y_o,-z_o,t-\tau(x,y,0,x_o,y_o,-z_o))=\tilde{E}_o(x_o,y_o,-z_o,t-\frac{z_o}{c}). \tag{5}$$

Damit geht (4) in der Fresnel-Approximation über in

$$E_o(x,y,0,t)= \frac{e^{jkz_o}}{j\lambda z_o} e^{-j\omega t} \iint \tilde{E}_o(x_o,y_o,-z_o,t-\frac{z_o}{c}) e^{j\frac{k}{2z_o}((x-x_o)^2+(y-y_o)^2)}\, dx_o dy_o \tag{6}$$

mit $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ als mittlerer Wellenzahl.

Zeichnet man mit den beiden Wellen (2) und (6) ein dünnes lineares Amplitudenhologramm auf, dann ist der für die Rekonstruktion des direkten Bildes verantwortliche Term T' der Amplitudentransmission T(x,y) bis auf einen Proportionalitätsfaktor gegeben durch

$$(7)\quad T'(x,y) = \int E_o(x,y,0,t)\, E_R^*(x,y,0,t)\, dt$$

$$= \frac{e^{jkz_o}}{j\lambda z_o} \int \tilde{E}_R^*(x,y,0,t) \{ \iint \tilde{E}_o(x_o,y_o,-z_o,t-\frac{z_o}{c}) e^{j\frac{k}{2z_o}((x-x_o)^2+(y-y_o)^2)}\, dx_o dy_o \}\, dt.$$

Der Stern bezeichnet das konjugiert Komplexe der Welle.

Zur Rekonstruktion wird die entwickelte Hologrammplatte gemäß der Abb. 2 mit einer ebenen Welle E'_R der Frequenz ω' aus einem He-Ne-Laser beleuchtet. Der für das direkte Bild

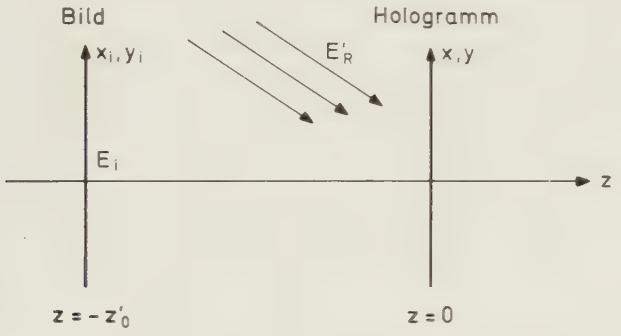


Abb. 2: Geometrie zur Hologrammrekonstruktion

maßgebliche Term der Feldverteilung ergibt sich direkt hinter der Hologrammplatte (z=0) zu

$$(8)\quad E''_R(x,y,0,t') = E'_R T'(x,y) = e^{jk'_x x + jk'_y y}\, e^{-j\omega' t'}\, T'(x,y)\quad ,$$

wenn man die ebene Rekonstruktionswelle mit $E'_R = e^{jk'_x x - jk'_y y + jk'_z z}\, e^{-j\omega' t'}$ ansetzt.

Die dem Feld $E''_R(x,y,0,t')$ in der Bildebene $z = -z'_o = -\frac{z'_o}{z_o} z_o$ entsprechende Verteilung $E_i(x_i,y_i,-z'_o,t')$ findet man durch Rücktransformation von E''_R in die Ebene $z = -z'_o$. Man erhält

(9) $E_i(x_i,y_i,-z'_o,t') =$

$$= e^{-j\omega' t'} \frac{e^{-jk'z'_o}}{-j\lambda' z'_o} \iint T'(x,y) e^{-j\frac{k'}{2z'_o}((x_i-x)^2+(y_i-y)^2)} e^{jk'_x x+jk'_y y}\, dxdy$$

$$= e^{-j\omega' t'} e^{jkz_o-jk'z'_o} e^{j\frac{k}{2z_o}(x_i^2+y_i^2)} \cdot$$

$$\iint \tilde{E}_o(x_o,y_o,-z_o,t-\frac{z_o}{c}) e^{j\frac{k}{2z_o}(x_o^2+y_o^2)} G(x_o,y_o,x_i,y_i,t)\, dx_o dy_o dt$$

mit der Abkürzung

$$G(x_o,y_o,x_i,y_i,t) = \iint \tilde{E}_R^*(\lambda z_o x, \lambda z_o y, 0, t) e^{2\pi j(x_i+\frac{k'_x}{k}z_o-x_o)x+2\pi j(y_i+\frac{k'_y}{k}z_o-y_o)y}\, dxdy .$$

Daraus erhält man bei der harmonischen Zeitabhängigkeit die Intensitätsverteilung I_i im Bild gemäß

(10) $$I_i(x_i,y_i,-z'_o) = |E_i(x_i,y_i,-z'_o,t')|^2 ,$$

wenn man wieder einen Proportionalitätsfaktor unberücksichtigt läßt. Führt man nun Faltung $*$ und Fouriertransformation $\mathcal{F}$ ein und setzt noch

$x'_i = x_i + \frac{k'_x}{k} z_o$ und $y'_i = y_i + \frac{k'_y}{k} z_o$, kann man abgekürzt schreiben

(11) $I_i(x_i,y_i,-z'_o) =$

$$= \left| \int \left[\tilde{E}_o(x'_i,y'_i,-z_o,t-\frac{z_o}{c}) e^{j\frac{k}{2z_o}(x'^2_i+y'^2_i)} \right] * \mathcal{F}_{xy}\{\tilde{E}_R^*(\lambda z_o x, \lambda z_o y, 0, t)\}(x'_i,y'_i,0,t)\, dt \right|^2 .$$

Die Intensitätsverteilung im rekonstruierten Bild eines Impulshologramms ist also im wesentlichen bestimmt durch die Faltung der mit einem quadratischen Phasenfaktor multiplizierten Feldverteilung E_o des Objekts bei der Aufnahme mit der Fouriertransformierten der konjugiert komplexen Referenzwelle.

Im allgemeinen ist die Gleichung (11) nur schwer auszuwerten. Es soll deshalb im folgenden untersucht werden, welchen Einfluß spezielle Emissionsformen des Lasers auf die Intensitätsverteilung im rekonstruierten Bild haben.

2.2. Aufnahmen mit transversal modenreinen Impulsen

Schwingen im Laser nur Moden derselben transversalen Ordnung an, kann man den langsam zeitlich veränderlichen Anteil $\tilde{E}$ des elektrischen Feldes aufspalten in einen rein zeitabhängigen Faktor A und einen rein ortsabhängigen $\hat{E}$. Für Objekt- und Referenzwelle ergibt dies

$$E_{o,R}(x,y,z,t) = A_{o,R}(t)\ \hat{E}_{o,R}(x,y,z)\ e^{-j\omega t} \quad . \tag{12}$$

Damit geht (11) über in

$$I_i(x_i,y_i,-z_o') = \left|\int A_o\left(t-\frac{z_o}{c}\right) A_R^*(t)\,dt\right|^2 \cdot \left|\int \hat{E}_o(x_i',y_i',-z_o) e^{j\frac{k}{2z_o}(x_i'^2+y_i'^2)} * \mathcal{F}_{xy}\{\hat{E}_R^*(\lambda z_o x,\lambda z_o y,0)\}(x_i',y_i',0)\right|^2 . \tag{13}$$

Die Kreuzkorrelationsfunktion der beiden zeitabhängigen Anteile A_o und A_R wird üblicherweise als zeitliche Kohärenzfunktion bezeichnet.

Wenn nur Moden niedrigster transversaler Ordnung vorhanden sind, kann man bei geeigneter Aufweitung und Kollimation des Strahls für $\hat{E}_R$ eine ebene Welle ansetzen, also $\hat{E}_R(x,y,z) = \exp\{jk_x x+jk_y y+jk_z z\}$. Damit erhält man aus (13)

$$(14)\quad I_i(x_i,y_i,-z_o') = \left|\int A_o(t-\frac{z_o}{c})A_R^*(t)\,dt\right|^2 \left|\hat{E}_o(x_i - \frac{k_x-k_x'}{k}z_o, y_i - \frac{k_y-k_y'}{k}z_o, -z_o)\right|^2 .$$

Die Intensitätsverteilung im Bild geht also in einfacher Weise aus derjenigen des Objekts bei der Aufnahme hervor. Der zu einem Objektpunkt $(x_o,y_o,-z_o)$ gehörende Bildpunkt befindet sich an der Stelle $(x_o + \frac{k_x-k_x'}{k} z_o,\ y_o + \frac{k_y-k_y'}{k} z_o,\ -\frac{\omega'}{\omega} z_o)$. Intensität und Kontrast werden durch die zeitliche Kohärenzfunktion bestimmt.

Der Funktionsverlauf von A(t) wird durch die Laseremission festgelegt. Bei Q-Switch-Impulsen kann man die Einhüllende von A(t) durch eine Gaußkurve der Breite Δt beschreiben. In einem Rubinlaserresonator von 1 m Länge können wegen der großen Fluoreszenslinienbreite von ca. 400 GHz bei Raumtemperatur mehrere hundert Moden über die Schwelle gelangen. Dennoch kann man bei Unterdrückung höherer transversaler Moden und Selektion longitudinaler Moden mit Hilfe von Etalons erreichen, daß nicht mehr als zwei longitudinale Moden anschwingen [21]. Da sich während der Emission der Brechungsindex des aktiven Materials verändert und sich damit die Resonatoreigenfrequenzen verschieben, kommt es zu einem Frequenzsweep $\Delta\omega/\Delta t$ während des Impulses [22], den man linear ansetzen kann.

Bei zwei anschwingenden longitudinalen Grundmoden kann man die Zeitabhängigkeit des Objektlichts formulieren:

$$(15)\quad E_o(t) = A_o(t)\, e^{-j\omega t} =$$

$$= a_1 \exp\{-\frac{t^2}{(\Delta t)^2} - j\omega_1 t - j\varphi_1 - j\frac{\Delta\omega}{2\Delta t}t^2\} + a_2 \exp\{-\frac{t^2}{(\Delta t)^2} - j\omega_2 t - j\varphi_2 - j\frac{\Delta\omega}{2\Delta t}t^2\} .$$

Dabei sind ω_1, ω_2 die Kreisfrequenzen, φ_1, φ_2 die Nullphasen und a_1, a_2 die Amplituden der beiden Moden. Der Frequenzsweep ist für beide Moden gleich angenommen, die Mittenfrequenz ergibt sich aus $\omega = (\omega_1 + \omega_2)/2$.

Bei manchen Impulsholografieanordnungen, z.B. bei Verwendung akusto-optischer Strahlteiler hat man eine feste Frequenzverschiebung zwischen Objekt- und Referenzlicht zu berücksichtigen. Außerdem sind die Amplituden beider Strahlen verschieden, was durch einen konstanten Faktor α ausgedrückt werden kann:

$$(16)\quad E_R(t) = A_R(t)e^{-j\omega t} =$$

$$= \alpha a_1 \exp\{-\frac{t^2}{(\Delta t)^2} - j(1+\delta_1)\omega_1 t - j\varphi_3 - j\frac{\Delta\omega}{2\Delta t}t^2\} + \alpha a_2 \exp\{-\frac{t^2}{(\Delta t)^2} - j(1+\delta_2)\omega_2 t - j\varphi_4 - j\frac{\Delta\omega}{2\Delta t}t^2\} .$$

Die Frequenzverschiebung ist für beide Moden meistens dieselbe, deshalb wird $\delta_1\omega_1 = \delta_2\omega_2$ gesetzt.

Die ausführliche Berechnung der Kohärenzfunktion zeigt, daß kontrastreiche Hologramme nur in Bereichen aufgenommen werden können, die

$$(17)\qquad 2\left|\frac{\Delta\omega}{\Delta t}\tau - \delta_1\omega_1\right| << |\omega_1 - \omega_2$$

erfüllen. Da für Q-Switch-Impulse aus nicht zu langen Resonatoren noch

$$(18)\qquad (\omega_1 - \omega_2)^2 (\Delta t)^2 >> 8$$

gilt, kann man unter den Bedingungen (17) und (18) für das Betragsquadrat der Kohärenzfunktion einen übersichtlichen Näherungsausdruck angeben:

$$(19)\quad \left|\int A_O(t-\tau)\, A_R^*(t)\, dt\right|^2 =$$

$$= \alpha^2 \frac{\pi}{2}(\Delta t)^2 \exp\{-\frac{\tau^2}{(\Delta t)^2} - \frac{\delta_1^2\omega_1^2(\Delta t)^2}{4} + \frac{\delta_1\omega_1\Delta\omega\tau\Delta t}{2} - \frac{(\Delta\omega)^2\tau^2}{4}\}[a_1^4 + a_2^4 + 2a_1^2a_2^2\cos(\omega_1-\omega_2)\tau] .$$

Diese Gleichung beschreibt alle wichtigen Eigenschaften der Impulshologramme, die mit zwei longitudinalen Moden niedrigster transversaler Ordnung aufgenommen worden sind. Der Kontrast ist sinusförmig

mit der Differenzfrequenz moduliert. Wenn $\delta_1\omega_1 \neq 0$ ist, liegt das Kontrastmaximum nicht mehr bei $\tau = 0$. Die Einhüllende der Kurve fällt gaußförmig ab.

Für den Einmodenfall, also $a_1 = 0$ oder $a_2 = 0$ gilt (19) entsprechend ohne die Bedingungen (17) und (18) exakt. Eine solche Formel hat schon Siebert [23] abgeleitet. Im Grenzfall $\Delta t \to \infty$ erhält man aus (19) das für kontinuierliches Licht gültige Ergebnis (vergl. [19]).

2.3. Der Einfluß höherer transversaler Moden

Wenn höhere transversale Moden im Aufnahmelichtimpuls vorhanden sind, treten in den rekonstruierten Bildern vor allem zwei Effekte auf, nämlich Nachlassen der Auflösung und Abschattung einzelner Teile des Objekts.

Das Absinken der Auflösung kann man am besten an der Rekonstruktion eines Punktobjekts $E_o(x_o,y_o,-z_o) = \delta(x_o-\hat{x}_o,y_o-\hat{y}_o)$ übersehen. Wenn die Lichtwelle nur aus einer (höheren) transversalen Mode besteht, liefert Gleichung (13) die Intensitätsverteilung im rekonstruierten Bild:

$$(20)\quad I_i(x_i,y_i,-z_o') = $$

$$= \left|\int A_o(t-\tau)A_R^*(t)dt\right|^2 \left|\tilde{\int}_{xy}\{\hat{E}_R^*(\lambda z_o x,\lambda z_o y,0)\}\ (x_i+\frac{k_x'}{k}z_o-\hat{x}_o,y_i+\frac{k_y'}{k}z_o-\hat{y}_o,0)\right|^2$$

Das Punktbild ist demnach durch die Fouriertransformierte der konjugiert komplexen Referenzstrahlverteilung gegeben. Nur wenn die Referenzwelle hinreichend gut durch eine ebene Welle angenähert werden kann, erscheint das Bild wieder als Punkt. Ansonsten erhält man ein verschmiertes Gebilde. Die Verschmierung eines Punktes hat bei ausgedehnten Objekten zwangsläufig einen Verlust an Auflösung zur Folge.

Eine Ursache für Abschattungen im Objekt sind Nullstellen der Feldverteilung, die höhere Moden über den Querschnitt aufweisen. In

diesen Knoten verschwindet die Beleuchtung des Objekts bei der Aufnahme. Die Lage der Knoten und damit auch der Ort des Schattens hängen ab von der transversalen Ordnung der beleuchtenden Mode. Bei mehreren gleichzeitig anschwingenden Moden unterschiedlicher transversaler Ordnung kommt es darüberhinaus ähnlich wie bei schräg laufenden ebenen Wellen zu destruktiver Interferenz, die an einigen Stellen des Objekts zur Auslöschung bzw. zu stark verminderter Beleuchtung führen kann. Dort wird man im Bild ebenfalls einen Schatten beobachten.

2.4. Der Aufbau des Rubinlasers

Transversal und longitudinal modenreine Impulse, wie sie zur Hologrammaufnahme optimal sind, kann man leicht erzeugen, wenn man passive Güteschalter, z.B. Cryptocyanin in Methanol verwendet. Bei Einzelimpulsen kann man den Emissionszeitpunkt auf etwa 2 µs genau einstellen. Dagegen treten in Serien vor allem bei späteren Impulsen von Schuß zu Schuß häufig Schwankungen von mehr als 50 µs auf, wodurch eine Synchronisation der Folge mit schnellen Blasenschwingungen unmöglich wird.

Als Lichtquelle wird deshalb ein aktiv gütegeschalteter Laser verwendet. Den Resonatoraufbau zeigt Abb. 3.

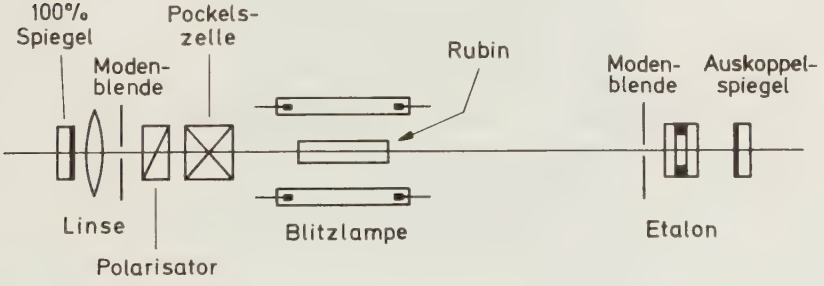


Abb. 3: Der Aufbau des Rubinlasers

Der Rubinstab wird in doppelelliptischer Anordnung von zwei Blitzlampen gepumpt. Zur Güteschaltung ist eine Pockels-Zelle mit nachgeschaltetem Polarisator angebracht. Die beiden Modenblenden unterdrücken höhere transversale Moden, ein zweiteiliges Etalon wirkt in Verbindung mit dem Auskoppelspiegel als achsiales Modenfilter. Die Brennweite der Linse vor dem hochreflektierenden Spiegel ist gerade gleich der Resonatorlänge; dies führt zu einer hemisphärischen Geometrie.

In hemisphärischen Resonatoren hat man auch bei relativ hoher Fresnel-Zahl ein günstiges Verhältnis der Beugungsverluste verschiedener transversaler Moden [24]. Bei geeigneter Wahl der Blendendurchmesser werden die Verluste der transversalen Grundmode sehr viel geringer als diejenigen der nächsthöheren Moden, und es kann wenigstens in Schwellennähe nur die Grundmode im Q-Switch-Impuls anschwingen. Zur Kontrolle der Emission werden Brennflecke betrachtet, die die Impulse auf schwarzem Fotopapier (im Fernfeld) hinterlassen. Gleichmäßige, kreisrunde Flecke sprechen für transversal modenreines Licht, Strukturen deuten auf höhere Moden oder Modengemische hin.

Die Auswirkungen der Modenstruktur auf Hologramme sind am besten bei einfachen Objekten zu übersehen. Es wurden diffus beleuchtete Skalenplatten (mit mehreren hintereinanderliegenden Skalen) aufgenommen. Rekonstruktionen sind in Abb. 4 zu sehen. Sind nur transversale Grundmoden im Aufnahmeimpuls vorhanden, erscheint die Skalenplatte gleichmäßig. Andernfalls treten Schatten auf, die sehr viel ausgeprägter sein können als in dem ausgewählten Beispiel. In der Schattenzone geht die Auflösung zurück.

Longitudinale Modenselektion wird durch geeignetes Verkippen des Etalons erzielt. Da kein hochauflösendes Interferometer zur Verfügung stand, wurde die Modenstruktur mit Hilfe von Hologrammen tiefer Objekte analysiert. In Abb. 5 sind zwei typische Rekonstruktionen gezeigt. Der Abstand dichtbenachbarter Buchstaben auf der diffus reflektierenden Platte beträgt jeweils 5 cm, Objekt- und Referenzlichtwege sind gerade für die BNC-Buchse in der Mitte abgeglichen. In Abb. 5b erscheint auf der Platte ein grobes Streifensystem, das noch von feinen Linien überzogen wird. Das feine Muster ist nur im Schärfe-

a) b)

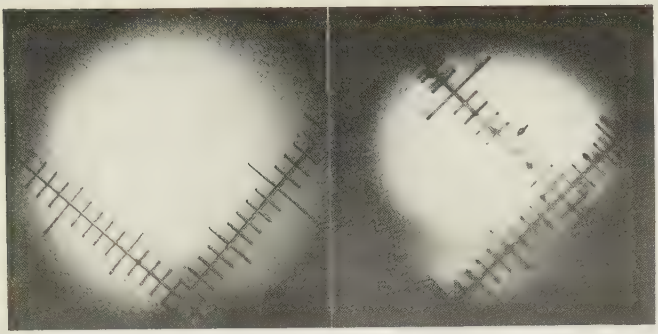
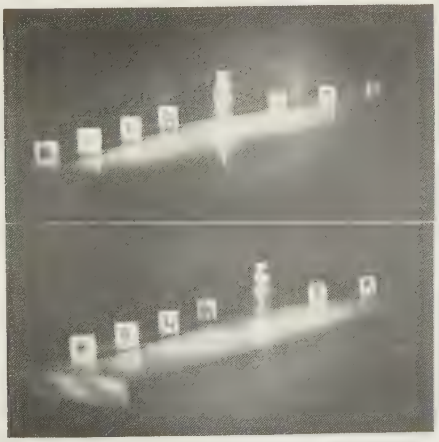


Abb. 4: Hologrammrekonstruktion einer Skalenplatte mit mehreren hintereinanderliegenden Skalen. Der Abstand der kleinen Striche beträgt 1 mm.

a) Im Aufnahmeimpuls schwingen nur Moden niedrigster transversaler Ordnung an.

b) Aufnahmeimpuls enthält höhere Transversalmoden. (An der Skala hängen einzelne kleine Bläschen.)



a)

b)

Abb. 5: Hologrammrekonstruktion von tiefem Objekt. Der Abstand dichtbenachbarter Buchstaben beträgt 5 cm.

a) Aufnahme mit modenreinem Impuls

b) Aufnahmeimpuls enthält mehrere Longitudinalmoden.

bereich der Abbildung zu erkennen. Die Modulation wird verursacht durch mehrere achsiale Moden im Aufnahmeimpuls. Die gleichmäßige Helligkeit der Szene in Abb. 5a spricht für einen Einmodenimpuls. Die Auflösung ist besser als im Mehrmodenfall. Der Intensitätsabfall vorn und hinten ist durch die Ausleuchtung der Fläche bedingt und nicht etwa schon eine Folge des gaußförmigen Abfalls der Kohärenzfunktion. Wegen der geringen erzielbaren Impulsenergien im modenreinen Betrieb wurden tiefere Szenen nicht ausgeleuchtet.

Maximalen Kontrast beobachtet man an Stellen, wo die Weglängen von Referenz- und Objektlicht abgeglichen sind. Eine nach Gleichung (15) mögliche Verschiebung des Kontrastmaximums bei einer Frequenzdifferenz von 15 MHz zwischen Objekt- und Referenzstrahl, hervorgerufen durch den Einsatz eines akusto-optischen Strahlteilers (vergl. Abschnitt 4.3.), wurde nicht gefunden. Man kann also den Frequenzsweep während des Impulses vernachlässigen.

Durch mehrmaliges Durchschalten der Pockelszelle während der etwa 3 ms langen Pumpperiode des Lasers wird eine Lichtimpulsfolge erzeugt. Bei jedem Impuls wird die Inversion abgeräumt, und zwar bis zu einem Wert der dicht über der Gleichbesetzung liegt [25]. Der nächste Impuls kann erst verstärkt werden, wenn die Schwelle wieder überschritten ist.

Die Vorgänge sind im einzelnen sehr kompliziert. Die vorhandene Inversion wird nicht allein durch das Pumpen bestimmt, sondern hängt noch von vorhergehender Emission ab. Ein intensiver Impuls räumt viel Inversion ab, ein schwacher wenig. Wegen der langsamen Kreuzrelaxation des spatial hole burning [26] muß man auch mit räumlich inhomogener Besetzung rechnen. Zusätzlich ändert sich die Laserschwelle laufend mit der Zeit. Die thermische Ausdehnung und die Besetzungsänderung des Rubins bewirken, daß sich die Eigenfrequenzen des Resonators verschieben und damit andere Durchlaßeigenschaften des Etalons angetroffen werden.

Ziemlich amplitudenstabile Impulsfolgen kann man erhalten, wenn man den Laser etwa mit zweifacher Schwelleistung pumpt. In diesem Fall enthalten die Impulse jedoch meistens sehr viele Moden, so daß sie

zur Holografie nicht geeignet sind. Dicht über der Schwelle können nur wenige Moden anschwingen. Deshalb werden die Schaltzeitpunkte der Pockelszelle und der Pumplichtverlauf so einreguliert, daß die Inversion bei jedem Impuls gerade knapp über dem Schwellwert liegt. Bei richtiger Justierung des Etalons und der Blenden bekommt man modenreine, aber intensitätsarme Impulse. Meistens schwanken die Impulsenergien innerhalb einer Folge um eine volle Zehnerpotenz, manchmal fallen Impulse sogar ganz aus. Auch bei sorgfältigster Justierung kommen vereinzelt höhere transversale Moden vor. Es ist außerordentlich schwierig, längere Serien mit energiegleichen Impulsen zu reproduzieren.

Mit dem vorhandenen Laser lassen sich 6-8 modenarme Impulse bei einem minimalen Abstand von ca. 50 µs herstellen. Zwei Beispiele der Emission sind in Abb. 6 dargestellt. Aufgetragen ist die abgestrahlte Lichtenergie über der Zeit. Die Empfindlichkeit beträgt ca. 2 m J/Skt, die Zeitablenkung 200 µs/Skt. In Abb. 6a wurde die Pockelszelle siebenmal geschaltet. Hologramme, die mit den schwachen Impulsen aufgenommen werden, haben einen niedrigeren Beugungswirkungsgrad. Bei kurzen Serien (Abb. 6b) kann die Impulsenergie besser einreguliert werden. Die Einhüllende aller Impulse ist eine Gaußkurve mit einer Halbwertsbreite von 30-40 ns.

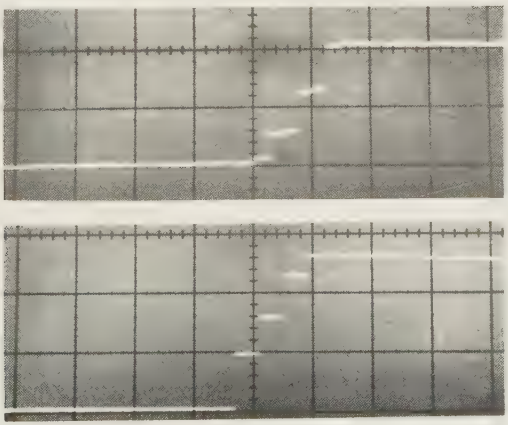


Abb. 6: Emittierte Q-Switch-Folgen

Aufgetragen ist die abgestrahlte Lichtenergie (2 m J/Skt) über der Zeit (200 µs/Skt). Die Pockelszelle wurde in a) siebenmal, in b) viermal geschaltet. Die Sprungstellen geben die Zeitpunkte der Emission an (Dauer 30-40 ns), die Höhe des Sprunges ist ein Maß für die Energie des jeweiligen Impulses.

3. Bildtrennung und Aufnahmetechnik bei der Hochfrequenzholografie kleiner Objekte

3.1. Bildtrennung durch Aufnahme auf unterschiedlichen Teilen der Hologrammplatte

Die Lichtimpulsfolge des Lasers gibt eine maximale Bildfolgefrequenz von ca. 20 kHz vor. Bei diesen Frequenzen besteht praktisch nur die Möglichkeit, alle Einzelhologramme auf einer Platte zu speichern. Ein Plattenwechsel zwischen den Aufnahmen und auch die von der Hochfrequenzkinematografie her bekannte Streak-Technik kommen nicht in Frage, da dies unweigerlich ein Verschmieren der Interferenzstruktur während der Belichtung zur Folge hätte.

Wenn alle Information auf einer Platte aufgezeichnet wird, gibt es grundsätzlich zwei verschiedene Verfahren, die es gestatten, daß die Einzelbilder bei der Rekonstruktion getrennt werden können. Bei der ersten Methode wird jedes Hologramm auf einem anderen Teil der Platte gespeichert ("spatial diversity"), bei der zweiten jedes Hologramm mit einer anderen Referenzstrahlrichtung aufgenommen ("angle diversity") [27-29]. Für hochfrequenzholografische Anwendungen ist es notwendig, daß die zu belichtenden Teile der Platte bzw. die Referenzstrahlrichtungen schnell gewechselt werden können.

Das erste Verfahren läßt sich einfach realisieren. Direkt vor der Hologrammplatte wird eine bewegliche Lochblende angebracht, die bei jedem Lichtimpuls ein anderes Segment der Platte zur Belichtung freigibt. Bei n Bildern steht dann ein 1/n-tel der Gesamtfläche für jedes Einzelhologramm zur Verfügung. Um bei diffusem Objekt möglichst hohen Kontrast und optimale Auflösung im rekonstruierten Bild zu erzielen, ist es vorteilhaft, wenn jedes Einzelhologramm auf einem einzigen, räumlich konzentrierten Teil der Platte aufgenommen wird und nicht stattdessen die Belichtung über mehrere kleinere Bereiche verteilt wird [30]. In diesem Fall sinkt die beugungsbegrenzte Auflösung auf etwa den $1/\sqrt{n}$-ten Teil des Wertes ab, der bei Belichtung der vollen Fläche möglich ist.

Zur Rekonstruktion eines Einzelbildes wird nur der jeweils bei der Aufnahme belichtete Bereich ausgenutzt. Üblicherweise leuchtet man mit dem Rekonstruktionsstrahl zunächst die gesamte Hologrammfläche aus und wählt dann mit der bei der Aufnahme verwendeten Blende den interessierenden Teilbereich aus. Die Intensität sinkt in diesem Fall auf den 1/n-ten Teil der bei einer Einzelbelichtung möglichen. Da gleichzeitig auch das Rauschen auf 1/n abfällt, bleibt das Signal-Rausch-Verhältnis und damit der Kontrast im Bild ungeändert. Allerdings wird die bei diffusen Objekten auftretende Granulation wegen der geringeren Auflösung gröber, was sich störend bemerkbar macht.

Günstig wirkt sich aus, daß alle Hologramme mit demselben Referenzstrahl aufgenommen werden. Dadurch sind die bei der Rekonstruktion mit Licht anderer Wellenlänge auftretenden Verzerrungen in allen Einzelhologrammen genau dieselben, so daß die Bilder direkt verglichen werden können.

3.2. Bildtrennung durch unterschiedliche Referenzstrahlrichtungen

Bei dem zweiten Multiplex-Verfahren zeichnet man alle Einzelhologramme auf der gesamten Plattenfläche direkt übereinander auf. Zwischen den Einzelaufnahmen wird die Referenzstrahlrichtung umgeschaltet. Bei der Rekonstruktion mit einer Welle, die einer Referenzstrahlrichtung entspricht, erhält man das zu dieser Richtung gehörende Bild und zusätzlich, an anderen Orten im Raum lokalisiert, die anderen Referenzstrahlrichtungen zuzuordnenden Bilder. Wenn die einzelnen Referenzstrahlrichtungen genügend weit auseinanderliegen und die Ausdehnung des Objektes nicht zu groß ist, überlappen die Bilder nicht. Auch das von den konjugierten Bildern stammende Licht stört bei geeigneter Wahl der Winkel nicht.

Da alle Hologramme übereinander aufgenommen werden, steht bei der Belichtung von n Hologrammen nur der Bruchteil 1/n des gesamten Dynamikbereiches der Platte für eine Einzelaufnahme zur Verfügung. Setzt man in Gleichung (7) den Bruchteil 1/n für die wirksame Amplitudentransmission T' an, so erhält man bei linearer Aufzeichnung aus (9) und (10) den Abfall der Bildintensität auf den Bruchteil $1/n^2$

derjenigen, die bei einer Einzelbelichtung erzielt werden kann. Da mit diesem Abfall des Beugungswirkungsgrades auch ein Absinken des Signal-Rausch-Verhältnisses verbunden ist, erhält man im Vergleich zu Einfachbelichtungen trübe, kontrastarme Mehrfachbelichtungshologramme. Wegen praktisch nicht zu vermeidender nichtlinearer Aufzeichnung wird die Qualität der Bilder noch durch Übersprechen zwischen den Einzelaufnahmen vermindert.

Die Vorzüge des Verfahrens liegen darin, daß immer die gesamte Hologrammfläche für jede Einzelaufnahme ausgenutzt wird. Dadurch kann das Objekt jeweils unter verschiedensten Perspektiven mit optimaler Auflösung betrachtet werden.

3.3. Vorvergrößerung kleiner Objekte

Die Auflösung kleiner Objekte im rekonstruierten Bild ist aus beugungstheoretischen Gründen nur bei Aufnahmen mit großer Apertur möglich. Die Lichtwellen müssen hierbei über eine große Fläche kohärent sein. Rekonstruiert man mit Licht anderer Wellenlänge als der Aufnahmewellenlänge, treten immer Aberrationen auf [31], die die Auflösung auch bei vollkommen kohärenter Aufzeichnung beschränken. Die Anforderungen an die Kohärenz können stark herabgesetzt werden, wenn das Objekt vor der holografischen Aufzeichnung vorvergrößert wird. Dies zeigen Arbeiten zur holografischen Mikroskopie [32] und zur Analyse kleiner Aerosolpartikel [33]. Im vorvergrößerten Objekt treten nämlich kleinere Raumfrequenzen auf, zu deren Auflösung eine geringere Apertur benötigt wird. Gleichzeitig macht sich eine aberrationsbedingte Verschmierung weniger stark bemerkbar.

Eine Vorvergrößerung bietet auch nicht zu übersehende praktische Vorteile. Zum einen wird die Führung des Referenzstrahles vor allem bei ausgedehnten Objekten einfacher, und zum anderen kann man in den Rekonstruktionen auch kleine Teile direkt mit bloßem Auge erkennen, was eine Auswertung sehr erleichtern kann.

Um Mehrfachbelichtungshologramme nach dem in Abschnitt 3.1. beschriebenen Verfahren aufnehmen zu können, ist es notwendig, daß

die von einem Objektpunkt ausgehende Information auf einen möglichst großen Bereich des Speichermediums trifft. Dies wird mit einem speziellen abbildenden System erreicht, das in Abb. 7 schematisch dargestellt ist.

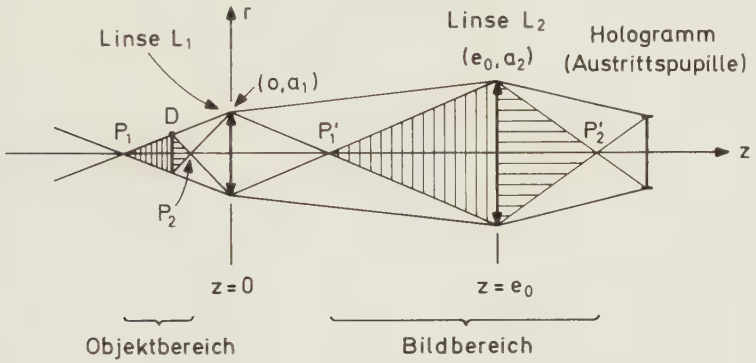


Abb. 7: Das Abbildungssystem (schematisch)

Das Abbildungssystem setzt sich aus den Linsen L_1 und L_2 zusammen. Die Linse L_1 dient zur eigentlichen Vergrößerung, L_2 wirkt als Feldlinse. Eintrittspupille des Systems ist die Apertur der Linse L_1; L_2 bildet die Eintrittspupille auf die in der Austrittspupille stehende Hologrammplatte ab. Im Objektraum gibt es einen ausgezeichneten Bereich P_1DP_2. Alle Strahlen, die von einem Punkt aus diesem Doppelkegel ausgehen und durch die Eintrittspupille treffen, gelangen auch durch die Austrittspupille. Und es gibt auch zu jedem solchen Objektpunkt und jedem Punkt der Austrittspupille einen Strahl, der beide Punkte verbindet. Die Information, die von Punkten des Doppelkegels ausgesandt wird, wird also über die gesamte Hologrammfläche verteilt.

Die Koordinaten des ausgezeichneten Bereiches kann man aus rein geometrischen Überlegungen berechnen. Bezeichnet man wie in Abb. 7

die optische Achse mit z, den Abstand von der Achse mit r, Radien bzw. Brennweiten der Linsen mit a_1, a_2 bzw. f_1, f_2 und setzt noch - wie es praktisch nachher vorkommt - $e_o > 2f_1, 2f_2$ und $a_2 > a_1$ voraus, so erhält man für die Koordinaten der Punkte P_1, D, P_2:

$$r_{P_1} = 0 \quad , \qquad z_{P_1} = - \frac{e_o a_1 f_1}{e_o a_1 - a_2 f_1 - a_1 f_1}$$

$$(21) \qquad r_D = \frac{a_2 f_1}{e_o - f_1} \quad , \qquad z_D = - \frac{e_o f_1}{e_o - f_1}$$

$$r_{P_2} = 0 \quad , \qquad z_{P_2} = - \frac{e_o a_1 f_1}{e_o a_1 + a_2 f_2 - a_1 f_1} \quad .$$

Für Objektpunkte außerhalb des Doppelkegels führt die Apertur der Linse L_2 zu einer Abschattung. Geht man seitlich aus dem Doppelkegel heraus, findet man in Höhe der Grundfläche bei $z = z_D$ sofort totale Abschattung, näher bei den Spitzen beginnt die Vignettierung erst allmählich. Information von stark abgeschatteten Teilen des Objekts gelangt beim Multiplex-Verfahren mit beweglicher Blende nicht mehr auf alle Einzelhologramme. Ein schwach abgeschatteter Bereich, den man zylinderförmig mit Radius r_D und Höhe $h = z_{P_2} - z_{P_1}$ um den Doppelkegel herum annehmen kann, wird dagegen noch gut erfaßt. Der praktische Aufbau (vergl. Kap. 4) wird so gewählt, daß ein Volumen von ca. 2 cm Durchmesser und 10 cm Tiefe untersucht werden kann.

3.4. Das beugungsbegrenzte Auflösungsvermögen

Die beugungsbegrenzte Auflösung ist für den doppelkegelförmigen Bereich leicht anzugeben. Hierfür bewirkt die Feldlinse keine zusätzliche Abschattung. Über die Linse L_2 wird die Austrittspupille, in der sich die Hologrammplatte befindet, in die Ebene der Linse abgebildet. Ist die Öffnung nicht zu klein, kann man Beugungseffekte vernachlässigen, und die Ausmaße des Pupillenbildes stellen die begrenzende Apertur dar. Man kann die bei kohärenter Beleuchtung für eine Linse gültige Formel [20]

$$(22) \qquad f_{x\,gr} \approx \frac{\ell_x}{2\lambda d_o} \quad , \qquad f_{y\,gr} \approx \frac{\ell_y}{2\lambda d_o}$$

für die höchste noch aufzulösende Raumfrequenz f_x bzw. f_y im Objekt anwenden. Dabei bedeuten d_o den Abstand des Objekts von der Linse L_1 und ℓ_x bzw. ℓ_y die charakteristische Ausdehnung, z.B. Durchmesser oder Kantenlänge des Pupillenbildes in x- bzw. y-Richtung.

Da bei diffuser Beleuchtung dieselbe Übertragungsfunktion anzusetzen ist wie bei inkohärenter Abbildung [34], kann auch in diesem Fall (22) als gute Näherung angesehen werden. Befindet sich eine Blende direkt vor der Hologrammplatte und wird dadurch die Pupillenfläche auf den 1/n-ten Teil herabgesetzt, so folgt aus (22) unmittelbar, daß die Grenzfrequenzen auf etwa den $1/\sqrt{n}$-ten Teil heruntergehen. Dieses schon in Abschnitt 3.1. mitgeteilte Ergebnis gilt also entsprechend für den doppelkegelförmigen Bereich, wenn die Zwischenabbildung vorgenommen wird. Für Objektteile außerhalb des Gebietes tritt Abschattung durch die Feldlinse auf. Bei fester Gegenstandsweite d_o ist die Auflösung außerhalb des Doppelkegels geringer als innerhalb.

Interpretiert man die Raumfrequenzen als ebene Wellen, die sich mit den Richtungskosinus [20]

$$(23) \qquad \alpha = \lambda f_x \quad , \qquad \beta = \lambda f_y \quad , \qquad \gamma = \sqrt{1-(\lambda f_x)^2-(\lambda f_y)^2}$$

ausbreiten, so folgt aus Gleichung (21), daß alle von einem achsennahen Punkt ausgehenden ebenen Wellen vom Abbildungssystem übertragen werden, deren Ausbreitungsrichtung in einen durch die Grenzfrequenzen $f_{x\,gr}$ und $f_{y\,gr}$ bestimmten Raumwinkelbereich fällt. Die Überlagerung zweier ebener Wellen E_1 und E_2 mit $\alpha_1 = \lambda f_{x\,gr}$ bzw. $\alpha_2 = -\lambda f_{x\,gr}$, also

$$(24) \qquad E_{1,2}(x,y,z,t) = \exp\{j\tfrac{2\pi}{\lambda}(\alpha_{1,2}x + \gamma_{gr}z)\}\ \exp\{-j\omega t\} \quad ,$$

erzeugt in der Objektebene $z = -d_o$ die feinste sinusförmig modulierte Intensitätsverteilung

$$(25) \qquad I(x,y,z = -d_o) = |E_1+E_2|^2 = 2+2\cos(\frac{2\pi}{\lambda}\, 2\alpha_{gr}x) \ ,$$

die gerade noch vom System übertragen wird. Man kann den Abstand

$$(26) \qquad \Delta x = \frac{\lambda d_o}{\ell_x}$$

zweier aufeinanderfolgender Intensitätsmaxima als kleinsten lateral aufzulösenden Abstand auffassen. Man erhält bis auf einen Faktor 1,22 dasselbe Ergebnis, wenn man nach dem Rayleigh-Kriterium (vergl. [20]) die Auflösung aus der ersten Nullstelle der lateralen Intensitätsverteilung eines Punktbildes bestimmt und den berechneten Wert in die Objektebene zurückrechnet. Denn nach [35] ist die Verteilung gegeben durch

$$(27) \qquad I(x,y,z=d_i) = (\frac{2J_1(v)}{v})^2 \quad \text{mit } v = \frac{2\pi}{\lambda}\,\frac{\ell}{2d_i}\,\sqrt{x^2+y^2} \ ,$$

und die erste Nullstelle von J_1, der Besselfunktion 1. Ordnung und 1. Art liegt bei $v = 1{,}22\ \pi$.

In der Holografie ist auch die Frage interessant, wie gut Tiefenstrukturen aufgelöst werden können. Hier liefert eine ähnliche Betrachtung wie oben brauchbare Abschätzungen. Die Überlagerung zweier ebener Wellen mit $\alpha_1 = \lambda f_{x\,gr}$ und $\alpha_2 = 0$

$$(28) \quad E_1(x,y,z,t) = \exp\{j\tfrac{2\pi}{\lambda}(\alpha_1 x+\gamma_{gr}z)\}\exp\{-j\omega t\} \ , \ \gamma_{gr} \approx 1-\frac{\alpha_1}{2}$$

$$E_2(x,y,z,t) = \exp\{j\tfrac{2\pi}{\lambda}\, z\}\ \exp\{-j\omega t\}$$

ergibt entlang der z-Achse die feinste sinusförmig modulierte Intensitätsverteilung

$$(29) \qquad I(x=0,\ y=0,z) = 2 + 2\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\,\frac{\ell^2 z}{8d_o^{\,2}}\right) ,$$

die vom Abbildungssystem noch aufgelöst wird. Der Abstand zweier benachbarter Maxima

$$(30) \qquad \Delta z = 8\lambda\,\frac{d_o^{\,2}}{\ell^2}$$

kann in Analogie zur Lateralauflösung als kleinstes noch auflösbares Element betrachtet werden. Man erhält denselben Wert, wenn man nach dem Rayleigh-Kriterium vorgeht. Die Intensitätsverteilung auf der z-Achse in der Umgebung eines Bildpunktes wird nach [35] durch

$$(31) \qquad I(x=0,\ y=0,\ z) = \left(\frac{\sin(u/4)}{u/4}\right)^2 \quad \text{mit } u = \frac{2\pi}{\lambda}\,\frac{\ell^2}{4d_i^{\,2}}(z-d_i)$$

beschrieben. Die Strecke $\Delta z_i = 8\lambda d_i^{\,2}/\ell^2$ vom Maximum bis zur ersten Nullstelle ist noch in den Objektbereich abzubilden.

Die die Lateral- bzw. Tiefenauflösung bestimmenden Größen Δx bzw. Δz sind also durch (26) bzw. (30) gegeben. In den experimentellen Anordnungen wird eine Linse L_1 mit der Blendenzahl $F = f_1/\ell = 2$ benutzt. Die Gegenstandsweiten liegen typisch zwischen $d_o = f_1$ und $d_o = 2f_1$. Bei Mehrfachaufnahmen mit beweglicher Blende beträgt die wirksame Blendenzahl etwa $F = 2\cdot\sqrt{8}$, wenn acht Hologramme nebeneinander aufgenommen werden.

Die folgende Tabelle gibt abgerundete Δx- bzw. Δz-Werte für den doppelkegelförmigen Bereich an. Dabei wird mit der Rubinwellenlänge $\lambda = 0{,}7$ µm gerechnet.

	F = 2	F = $2\cdot\sqrt{8}$
$d_o = f_1$	$\Delta x_1 = 1{,}5$ µm $\Delta z_1 = 25$ µm	$\Delta x_1 = 4$ µm $\Delta z_1 = 200$ µm
$d_o = 2f_1$	$\Delta x_2 = 3$ µm $\Delta z_2 = 100$ µm	$\Delta x_2 = 8$ µm $\Delta z_2 = 800$ µm

Tabelle 1: Die beugungsbegrenzte Auflösung für experimentelle Bedingungen

Die Werte gelten für aberrationsfreie Abbildung. Die relativ geringe Tiefenauflösung fällt besonders auf. Zur Untersuchung einer feinen Tiefenstruktur werden deshalb stereoskopische Beobachtungsmethoden, auch holografisch stereoskopische immer erhebliche Vorzüge gegenüber Einfachabbildungen aufweisen.

4. Die experimentellen Anordnungen

4.1. Die Aufnahmeanordnung mit rotierender Blende

Der Aufbau zur Aufnahme von mehreren Hologrammen auf verschiedenen Teilen einer Hologrammplatte ist in Abb. 8 schematisch dargestellt. Der Strahlengang ist einfach; er entspricht demjenigen einer gewöhnlichen Einzelbelichtung. Der Rubinlaser zur Holografie liefert bis zu acht Lichtimpulse im Abstand von 50-100 µs. Mit einer Fotodiode wird die Emission kontrolliert. Alle Impulse laufen denselben Weg. Das am Strahlteiler reflektierte Licht wird aufgeweitet und kollimiert und trifft als Referenzwelle auf die Hologrammplatte. Das durch den Strahlteiler hindurchgehende Licht beleuchtet über eine Mattscheibe einen Wasserbehälter (Volumen 15 x 15 x 15 cm).

Die Kavitationsblasen werden entweder, wie in Abb. 8 angedeutet, optisch durch Fokussieren eines Riesenimpulses aus einem zweiten, aktiv gütegeschalteten Rubinlaser in Wasser oder aber akustisch in dem intensiven Schallfeld eines piezoelektrischen PZT4-Zylinders (gestrichelt gezeichnet) erzeugt. Über ein Objektiv mit Brennweite f = 125 mm und Blendenzahl F = 2 werden die Blasen etwa fünffach vergrößert in den Bereich der Feldlinse (zwei Objektive mit jeweils f = 480 mm und F = 4,5) abgebildet. Die Feldlinse andererseits bildet die Pupille des ersten Objektivs genau auf die Hologrammplatte ab. Es liegt somit das in Abschnitt 3.3. diskutierte Abbildungssystem vor.

Direkt vor der Hologrammplatte befindet sich seitlich etwas versetzt eine Lochblende, die bei jedem Impuls nur etwa den achten Teil der gesamten Austrittspupille zur Belichtung freigibt. Ein Foto der Lochblende ist im linken Teil der Abb. 9 zu sehen. Die Lochblende rotiert um die Scheibenachse gerade so schnell, daß bei jedem Impuls Licht auf einen anderen Teil der Platte fällt. Bei Impulsabständen von 50 µs sind bei der benutzten Scheibe etwa 400 Umdrehungen pro Sekunde erforderlich. Wegen der symmetrischen Anordnung der Löcher braucht die Rotation nicht mit den Lichtimpulsen synchronisiert zu werden.

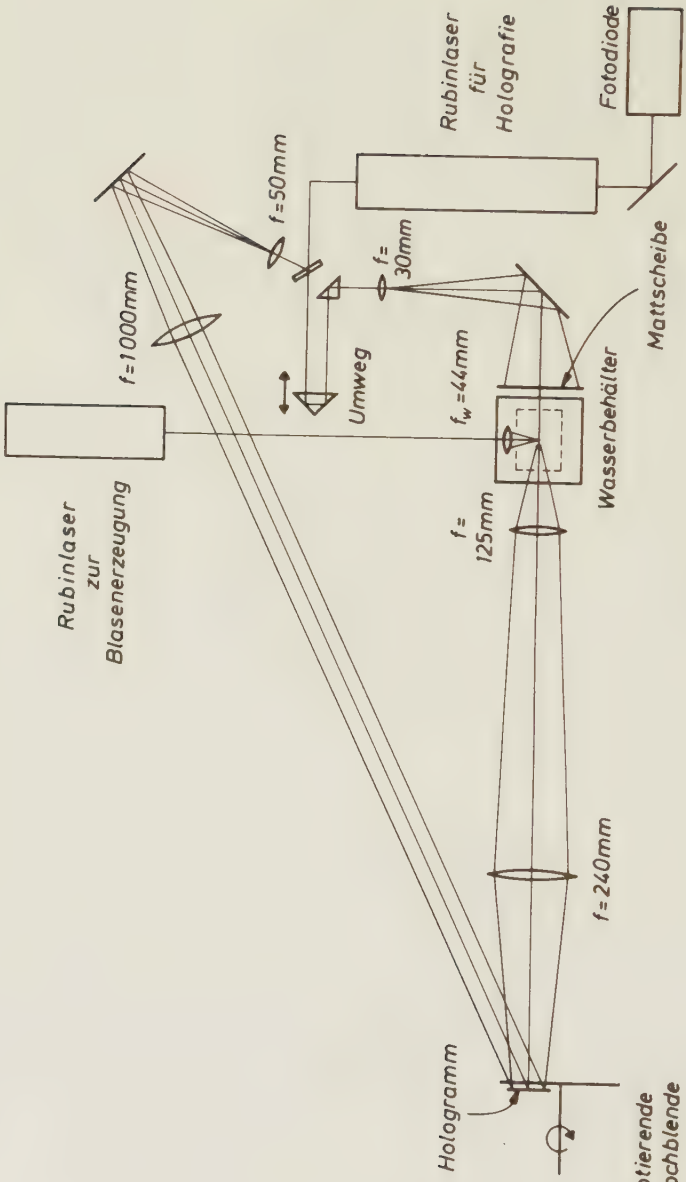


Abb. 8: Die Anordnung zur Aufnahme auf verschiedenen Teilen der Hologrammplatte

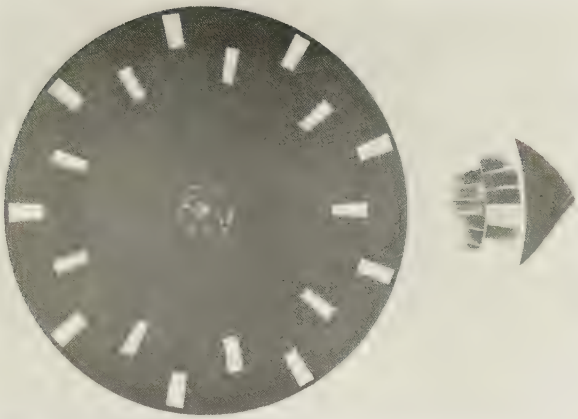


Abb. 9: Lochblende mit entwickelter Hologrammplatte

Der rechte Teil der Abb. 9 zeigt ein typisches Foto einer entwickelten Agfa 8E75 Platte vom Format 6 x 9 cm. Das Hologramm wurde mit sieben aufeinanderfolgenden Impulsen aufgenommen. Die unterschiedliche Schwärzung der Segmente weist auf die ungleiche Energie der Einzelimpulse hin. Strukturen in der Schwärzung deuten an, daß einzelne Impulse nicht vollkommen räumlich kohärent sind. Das Objektlicht gelangt nur auf einen kreisförmigen Bereich von 3 cm Durchmesser, der von der Lochblende überstrichen wird. Das stärker geschwärzte, von der Blende nicht überdeckte Gebiet ist vom Referenzstrahl mehrfach belichtet.

Das holografische Aufnahmesystem und die beiden Anordnungen zur Kavitationserzeugung werden von einer zentralen Schalteinheit aus kontrolliert, die aus mehreren Impulsgeneratoren aufgebaut ist. Die Einheit liefert alle wichtigen Steuerimpulse zur Güteschaltung beider Rubinlaser und regelt auch die Phasenlage des Schallfeldes. Man kann die Kavitationsblasen praktisch zu jedem beliebigen, wohlbestimmten

Zeitpunkt ihrer Entwicklung aufnehmen. Die Zeitdifferenz von optischer Blasenerzeugung bis zum ersten Aufnahmeimpuls läßt sich in einem weiten Bereich von weniger als 100 ns bis hin zu mehreren Sekunden einstellen. Auch die Abstände der Aufnahmeimpulse sind innerhalb der vom Laser vorgegebenen Grenzen zu variieren, von ca. 50 µs bei Serien mit acht Impulsen bis zu etwa einer Millisekunde bei zwei Impulsen. Im Falle akustisch erzeugter Kavitation kann man die Schwingung bei beliebiger Phasenlage beobachten.

4.2. Der Abgleich von Referenz- und Objektlichtwegen

Da ein Frequenzsweep während der Impulse vernachlässigbar ist, sind bei mehreren anschwingenden Longitudinalmoden optimale Hologramme nur bei genauem Abgleich von Referenz- und Objektstrahlen zu erwarten (vergl. [19]). Deshalb ist eine variable Umwegleitung vorgesehen. Zur Bestimmung der optischen Wege müssen die Brechungsindizes der durchsetzten Medien bekannt sein. Schwierigkeiten bereiten nur die Abbildungsobjektive (Linsen L_1 und L_2 in Abb. 8). Hierfür wird eine besondere Messung erforderlich. Dabei wird nach Abb. 10 vorgegangen.

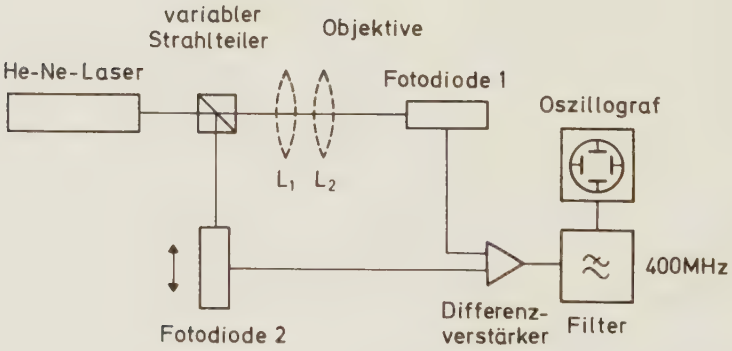


Abb. 10: Messung optischer Weglängen

Ein He-Ne-Laser schwingt auf mehreren achsialen Moden. Die Differenzfrequenz zwischen benachbarten Moden beträgt etwa 400 MHz. Der Strahl wird aufgeteilt und trifft mit gleicher Intensität auf zwei gleichartige Fotodioden 1 und 2. Die Objektive L_1 und L_2 sind zunächst nicht im Strahlengang. Die Diode 2 wird so hingestellt, daß die in den Fotodioden entstehenden elektrischen Differenzfrequenzsignale von 400 MHz genau gleichphasig am Differenzverstärker ankommen, am Ausgang des Verstärkers also Nullabgleich vorliegt. Dann werden die Objektive L_1 und L_2 in den einen Zweig gebracht und der Strahlteiler so nachreguliert, daß dieselbe Intensität auf beide Fotodioden fällt. Die Fotodiode 2 wird nun verschoben, bis die 400 MHz-Signale wieder gleichphasig am Differenzverstärker eintreffen. Da man mit zusätzlichen Lichtwegen rechnen kann, die kleiner als die halbe Wellenlänge der 400 MHz-Schwingung sind, erhält man aus der Verschiebung direkt den zusätzlichen Weg. Die Messung ergibt einen Wert von 10 cm, die Genauigkeit beträgt etwa 1 mm. Dieses Ergebnis kann man für die Rubinwellenlänge übernehmen, denn die Dispersion ist vernachlässigbar.

Bei bekannten Objektiveigenschaften lassen sich Objekt- und Referenzlichtwege für einen zentralen Strahl leicht auf weniger als einen Zentimeter genau abgleichen.

4.3. Der Aufbau mit mehreren Referenzstrahlrichtungen

In Abb. 11 ist die Anordnung mit mehreren Referenzstrahlen perspektivisch dargestellt. Der Rubinlaser liefert wieder die Lichtimpulsfolge. Die Impulse gelangen in eine akusto-optische Ablenkzelle, die als zeitlich veränderlicher Strahlteiler arbeitet. Ihre Wirkungsweise wird genauer im folgenden Abschnitt 4.4. beschrieben. Das unabgebeugt durch die Zelle hindurchgehende Licht wird bei allen vier Impulsen zur Objektbeleuchtung verwendet. Die Ablenkung in höhere Beugungsordnungen erfolgt bei jedem Lichtimpuls in eine andere Richtung. Das entweder in die +1. oder -1. Ordnung abgelenkte Licht bildet den Referenzstrahl. Wie aus Abb. 11 hervorgeht, verläuft der Referenzstrahl beim ersten Impuls in der Ebene. Nach Aufweitung und Kollimation fällt er unter einem Winkel von ca. 30° auf die Holo-

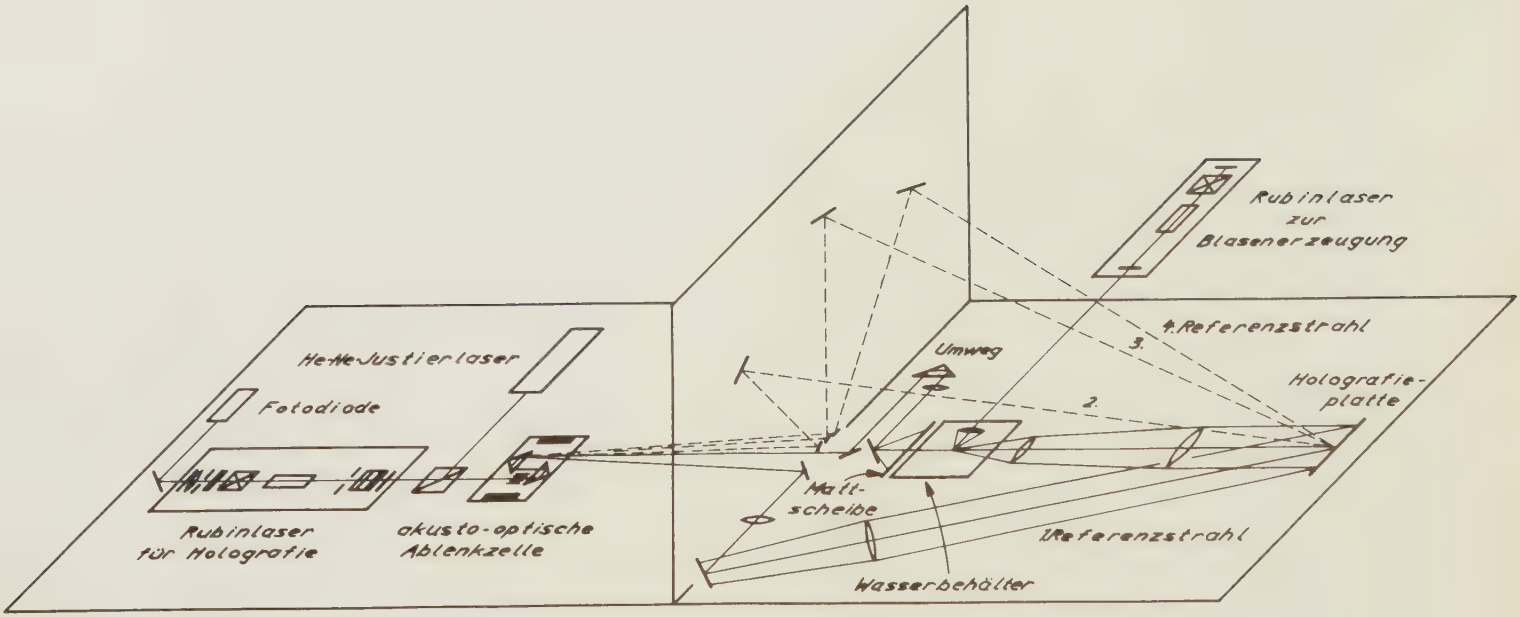


Abb. 11: Die Aufnahmeanordnung mit mehreren Referenzstrahlen

grammplatte. Die Referenzstrahlen beim 2., 3. und 4. Impuls, in Abb. 11 gestrichelt angedeutet, treffen unter demselben Winkel, aber in verschiedenen Einfallsebenen auf die Platte. Die Einfallsebenen sind jeweils um 45^{o} gegeneinander um die Mittelsenkrechte der Hologrammplatte verdreht. Durch die symmetrische Anordnung kommt man mit dem Einbau einer einzigen Umwegleitung zum Abgleich von Objekt- und Referenzlichtwegen aus.

Untersucht werden wiederum optisch oder akustisch erzeugte Kavitationsblasen. Beleuchtung und Zwischenabbildung erfolgen wie bei dem in Abschnitt 4.1. geschilderten Verfahren.

Die Anordnung der Referenzstrahlen ist so eingerichtet, daß bei der Rekonstruktion eine Überlappung der einzelnen Bilder gerade vermieden wird und außerdem das Licht vom Rekonstruktionsstrahl und von den konjugierten Bildern nicht stört. Das Objektfeld, gegeben durch die große Apertur des Objektivs L_2, beschränkt die Maximalzahl der Hologramme einer Serie auf 4. Bei kleineren Objekten oder größeren Einfallswinkeln der Referenzstrahlen könnte die Zahl erhöht werden.

Der Einbau einer Feldlinse auch bei diesem Verfahren erweist sich als vorteilhaft, weil hierdurch - ähnlich wie beim Mikroskopokular - ein großes Gesichtsfeld geschaffen wird. Außerdem wird eine Kombination mit der in Abschnitt 4.1. beschriebenen Anordnung sofort möglich.

Schließlich ist zu beachten, daß Referenz- und Objektlicht eine Frequenzverschiebung von 15 MHz aufweisen, die durch die Schallfrequenz der akusto-optischen Ablenkzelle gegeben ist. Wie aus Kapitel 2 hervorgeht, vermindert dies die Intensität im rekonstruierten Bild und damit den Kontrast geringfügig. Wesentlich höhere Schallfrequenzen würden jedoch bei Lichtimpulsen von 30 ns Dauer schnell zu völligem Kontrastverlust führen.

4.4. Die akusto-optische Ablenkzelle

In akusto-optischen Modulatoren wird die Beugung des Lichts an Schallwellen zur Lichtablenkung ausgenutzt. Dieser Effekt wurde schon ausführlich auch im Hinblick auf technische Anwendungen untersucht [36,37], und es wurden auch schon Ablenkzellen in holografischen Anordnungen eingesetzt [15,16]. Hier wird eine einfache Zelle beschrieben, die für die Ablenkung in vier verschiedene Referenzstrahlrichtungen mit einer einzigen Schallquelle auskommt. Bei der benutzten Schallfrequenz von 15 MHz und der Breite des Schallfeldes von etwa 1 cm befindet man sich gerade noch im sogenannten Raman-Nath-Bereich der Beugung, in dem die Schallwelle in guter Näherung als sinusförmiges Phasengitter behandelt werden kann, wobei die Gitterkonstante durch die Schallwellenlänge gegeben ist.

Die Ablenkzelle ist schematisch schon in Abb. 11 dargestellt. In einer wassergefüllten Küvette wird der Lichtstrahl mit Hilfe von zwei Porro-Umkehrprismen an drei verschiedenen Stellen senkrecht durch einen Schallstrahl geführt. Um unnötige Reflexionen zu vermeiden, sind die Umlenkprismen innerhalb der Zelle angebracht. Wasserdichte Kappen über den Kathetenflächen (in Abb. 11 nicht mitgezeichnet) sorgen dafür, daß diese Flächen an Luftschichten grenzen und damit die totalreflektierende Eigenschaft erhalten bleibt. Die Prismen sind um einen Winkel $\alpha \approx 20^{\circ}$ um die Mittelsenkrechte der Hypotenusenfläche gekippt. Dadurch liegen die Kreuzungspunkte von Licht und Schall nicht mehr alle in derselben Ebene über der Arbeitsplatte.

Im Schallfeld wird die Lichtwelle in einer von Schallstrahl und Lichtstrahl aufgespannten Ebene aufgefächert. Durch die Umkehrung am Prisma wird die Fächerebene um den doppelten Kippwinkel 2α um den unabgebeugten Lichtstrahl gedreht. Damit erfolgt die Auffächerung bei der nächsten Kreuzung in einer anderen Ebene.

Zur Ablenkung einer Lichtimpulsfolge in verschiedene Referenzstrahlrichtungen wird das Schallfeld so getastet, daß während des ersten Impulses das Feld nur in der Umgebung des ersten Kreuzungspunktes vorherrscht. Dann erfolgt nur dort eine Beugung. Beim zweiten bzw. dritten Lichtimpuls wird der Strahl nur am zweiten bzw. dritten Kreuzungspunkt in andere Richtungen abgebeugt. Zur Ablenkung des

vierten Impulses wird der Schallstrahl noch an einer ebenen Messingfläche so reflektiert, daß am dritten Kreuzungspunkt eine weitere Beugung in einer neuen Fächerebene stattfindet. Für die Holografie werden bei jedem Impuls nur der unabgebeugte und der entweder in die +1. oder -1. Ordnung abgebeugte Strahl verwendet. Die restlichen Ordnungen werden abgeblendet.

Das Schallfeld wird von einem Quarzwandler (Durchmesser 1,2 cm) erzeugt, der bei 15 MHz in der dritten Harmonischen seiner Dickenresonanz von einem Leistungssender angeregt wird. Über die Schallintensität kann die Lichtintensität in den abgebeugten Ordnungen eingestellt werden. Der Sender wird so getastet, daß beim Eintreffen des Lichts ein Schallfeld an der gewünschten Stelle vorliegt. Die Schallimpulse erreichen nach 3-4 µs ihre volle Amplitude und sind 5-6 µs später wieder abgeklungen. Um zu vermeiden, daß der Schall an mehreren Kreuzungsstellen gleichzeitig auftritt, liegt zwischen aufeinanderfolgenden Kreuzungen jeweils ein Laufweg von 1,5 cm. Wegen der geringen Breite des Schallfeldes können nur Lichtstrahlen bis etwa 4 mm Durchmesser benutzt werden. Da die Laufzeit vom Quarzwandler bis zum letzten Kreuzungspunkt 40 µs beträgt, können Lichtimpulsfolgen mit beliebigen Folgefrequenzen unterhalb 25 kHz verarbeitet werden. Darüberhinaus kann eine Ablenkung noch für Frequenzen in der nahen Umgebung von 33,3 kHz, 50 kHz und 100 kHz erfolgen. In diesem Fall muß mindestens ein Schallimpuls an zwei Stellen für die Beugung sorgen.

Es ist klar, daß die Tastung des Leistungssenders unbedingt mit der Güteschaltung des Holografielasers synchronisiert sein muß. Diese Aufgabe wird von der zentralen Schalteinheit (vergl. Abschnitt 4.1.) übernommen.

4.5. Die Rekonstruktion

Die mit Rubinimpulsen (λ = 694 nm) aufgenommenen Hologramme werden mit He-Ne-Laserlicht (λ = 633 nm) rekonstruiert. Punkte (x_o,y_o,z_o) des vorvergrößerten Objekts werden nach (x_i,y_i,z_i) abgebildet. In der Fresnel-Näherung folgen die Abbildungsgleichungen unmittelbar aus der Beziehung (14). Läßt man auch nichtparaxiale Strahlen zu, erhält man ganz ähnliche Gleichungen, nur ist statt z_o bzw. z_i jeweils $|(x_o,y_o,z_o)|$ bzw. $|(x_i,y_i,z_i)|$ zu setzen (vergl. [31]):

$$|(x_i,y_i,z_i)| = \frac{k'}{k}\,|(x_o,y_o,z_o)|$$

$$x_i = x_o + \frac{k_x-k'_x}{k}\,|(x_o,y_o,z_o)| \qquad (32)$$

$$y_i = y_o + \frac{k_y-k'_y}{k}\,|(x_o,y_o,z_o)| \quad .$$

Zur Rekonstruktion wird die Einfallsrichtung immer so gewählt, daß

$$k'_x = k_x \quad \text{und} \quad k'_y = k_y \qquad (33)$$

erfüllt ist. Durch diese Kompensation werden die Bildpunktkoordinaten von der benutzten Geometrie unabhängig. Auch mit verschiedenen Referenzstrahlen aufgenommene Hologramme einer Serie können sofort verglichen werden. Die x- und y-Koordinaten der Bildpunkte sind dieselben wie im Objekt, in z-Richtung erscheint das Bild etwas deformiert. Da jedoch k'/k sehr nahe bei 1 liegt, stört die Verzerrung wenig.

Zur Auswertung werden die direkten (virtuellen) Bilder auf eine Mattscheibe oder auf einen Film abgebildet. Um auflösungsverringernde Abschattung zu vermeiden, ist bei der verwendeten Aufnahmegeometrie ein langbrennweitiges Objektiv mit großem Öffnungsverhältnis notwendig. Es werden die beiden bei der Aufnahme als Feldlinse wirkenden Objektive benutzt. Bei der Rekonstruktion einer mit verschiedenen Referenzstrahlrichtungen aufgenommenen Serie werden nacheinander die nach (33) kompensierten Wellen eingestrahlt. Befinden sich die Einzel-

hologramme auf verschiedenen Teilen der Platte, werden die gewünschten Bilder mit der bei der Aufnahme verwendeten Blende selektiert. Durch Verschieben der Mattscheibe bzw. der Filmebene auf einem Mikrometertrieb werden andere Tiefen scharfgestellt.

5. Hologrammserien von lasererzeugten Kavitationsblasen

5.1. Das Verhalten einzelner Blasen

Lasererzeugte Blasen eignen sich außerordentlich gut als Modellblasen [6]. Im Gegensatz zu akustisch erzeugten oder in Strömungen vorkommenden Kavitationsblasen sind Ort und Zeit der Entstehung genau festgelegt. Außerdem sind von hochfrequenzkinematografischen Untersuchungen [3,6] die auftretenden Erscheinungen wie das Anwachsen und Kollabieren einzelner Blasen und auch z.B. das Zusammenwachsen mehrerer zu einer einzigen größeren gut bekannt. Die hochfrequenzholografische Untersuchung ähnlicher Vorgänge gibt deshalb einen Vergleich des Leistungsvermögens beider Aufnahmemethoden.

In Abb. 12 ist ein erstes Beispiel für die Entwicklung lasererzeugter Blasen in Wasser nach dem Durchschlag zu sehen. Die Aufnahme erfolgte nach dem in Abschnitt 4.1. beschriebenen Verfahren auf verschiedenen Teilen der Hologrammplatte. Der Rubinriesenimpuls zur Blasenerzeugung wurde vor einen Messingdraht von 2,7 mm Durchmesser fokussiert. Aufgenommen wurden acht Hologramme im Abstand von 50 µs, das erste Hologramm 10 µs nach dem Durchschlag. Offenbar sind vier Blasen beim Durchschlag entstanden, eine davon hat sich am Draht angesetzt. Die drei freien Blasen wachsen während der Expansionsphase der beiden größeren zusammen. Durch die weitere Ausdehnung der neu gebildeten Blase wird die am Draht sitzende Blase plattgedrückt. Wenn sich die beiden Grenzflächen berühren, kommt es zur Verschmelzung (4. und 5. Bild). Die Blase bleibt als Ganzes am Draht hängen und steuert nun auf den ersten Kollaps zu (Bild 5-8). Beim Kollaps an der festen Metallgrenzfläche - in der Bildfolge nicht mehr sichtbar - zerspritzt dann die Blase häufig in viele winzige Einzelbläschen. Spätestens nach einigen Millisekunden sind alle Blasen verschwunden (vergl. [6]).

Ganz ähnliche Vorgänge beobachtet man auch, wenn der Riesenimpuls in eine freie Flüssigkeit fokussiert wird. Dies zeigt Abb. 13. Der Bildabstand beträgt wieder 50 µs, das erste Hologramm wurde 18 µs nach dem Durchschlag aufgenommen. Der Maßstab ist derselbe wie in Abb. 12. Da die Zentren der erzeugten Blasen nicht weit auseinanderliegen, wachsen wiederum alle Blasen zusammen. Die Blase wird nicht so groß, der Kollaps setzt schneller ein als in der Situation der Abb. 12. Das letzte Bild der Serie zeigt schon deutlich die Volumenabnahme an.

Abb. 12: Lasererzeugte Kavitationsblasen vor einem Messingdraht (Ø 2,7 mm)

Zeitangabe: Zeitpunkt nach der Blasenerzeugung
Bildausschnitt: jeweils 16 mm x 16 mm.

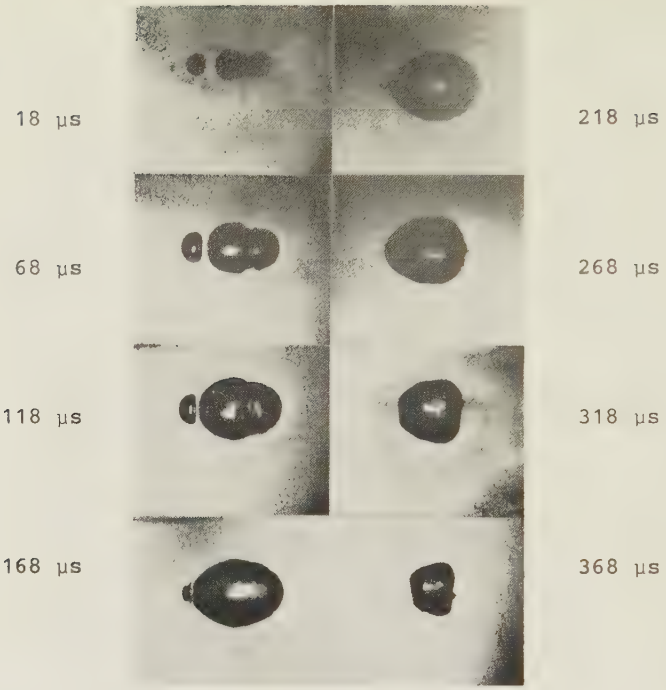


Abb. 13: Lasererzeugte Blasen in freier Flüssigkeit
Zeitangabe wie in Abb.12, Bildausschnitt jeweils
13 mm x 11 mm.

Die wechselnde Qualität der einzelnen Bilder muß auf die unterschiedliche Intensität und Kohärenz der Lichtimpulse bei der Aufnahme zurückgeführt werden. Allerdings rührt der schattige, modulierte Hintergrund im dritten Teilbild der Abb. 12 und im vorletzten der Abb. 13 von Stoßwellen her, die beim Durchschlag erzeugt und nach der Reflexion an den Gefäßwänden wieder ins Blickfeld geraten sind. Diese Interpretation wird anhand noch folgender Aufnahmen verständlich.

Mehrere zusammenwachsende Blasen bilden sich immer dann, wenn sich im Fokus des Rubinriesenimpulses mehrere Durchschlagspunkte dicht nebeneinander ergeben (vergl. Abschnitt 5.2.). Bei einzelnen, weit

auseinanderliegenden Punkten entwickeln sich äußerst kugelförmige Blasen. Während die sehr komplexe Dynamik zusammenwachsender Blasen einer theoretischen Beschreibung kaum zugänglich ist, kann die Bewegung eines kugelförmigen Hohlraums wenigstens vor dem ersten Kollaps in guter Näherung nach dem Rayleighschen Modell berechnet werden [6]. Ein Beispiel für die Schwingung ist in Abb. 14 dargestellt. Aus dem ersten Teilbild genau 100 µs nach dem Durchschlag geht hervor, daß eine kurgelförmige, große Blase entstanden ist, die noch von einem kleinen Satelliten begleitet wird. Die große Blase befindet sich nahe ihrem Maximalradius R_{max} von etwa 1,6 mm. Im dritten Teilbild 150 µs später hat sich der Begleiter schon aufgelöst, die große Blase hat sich schon deutlich verkleinert. Das vierte Bild zeigt die Blase einige Mikrosekunden nach dem Kollaps. Die Blase ist aus dem Minimum zurückgeprallt. Sie hat eine heftige kugelförmige Stoßwelle abgestrahlt, die sich (bei der diffusen Beleuchtung) als hell-dunkles Ringsystem abzeichnet. Nimmt man für die Ausbreitungsgeschwindigkeit näherungsweise die Schallgeschwindigkeit an, kann man abschätzen, daß die Aufnahme etwa 4 µs nach Abstrahlung der Stoßwelle, der Kollaps also 296 µs nach dem Durchschlag erfolgte. Wie man im vierten Teilbild erkennt, ist die Oberfläche der Blase nach dem Kollaps nicht mehr exakt kugelförmig. Schon 50 µs später - in der Bildfolge nicht dargestellt - hat sich die Blase aufgelöst. Nach weiteren 50 µs (5. Teilbild) tauchen die beim Kollaps abgestrahlten Stoßwellen nach der Reflexion an Gefäßwänden als dunkle Schlieren wieder im Blickfeld auf.

Die Aufnahme der schnell bewegten Stoßwellen erfordert hinreichend kurze Belichtungszeiten von maximal etwa 50 ns (vergl. [1]). Schon bei Belichtungszeiten von ca. 400 ns, wie sie in [6] benutzt wurden, ist die Bewegungsunschärfe so groß, daß sich die Stoßwellen bei diffuser Beleuchtung nicht mehr vom Hintergrund absetzen. Die Beobachtung der Stoßwellen ermöglicht es, den Kollapszeitpunkt auf weniger als eine Mikrosekunde genau festzulegen. Denn man kann die Stoßwelle schon nach kurzer Laufzeit als schwache Stoßwelle behandeln, die sich mit Schallgeschwindigkeit ausbreitet.

Das Rayleighsche Blasenmodell (vergl. [6]) liefert für die Kollapszeit T_c als Zeitdauer vom Blasenmaximum bis zum Kollapsminimum die Formel

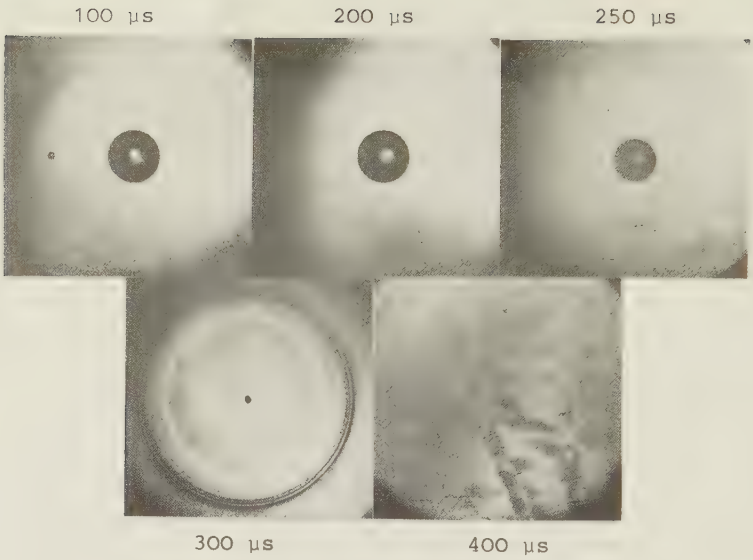


Abb. 14: Blasenkollaps mit Stoßwelle
Maximaler Blasendurchmesser : 3,2 mm

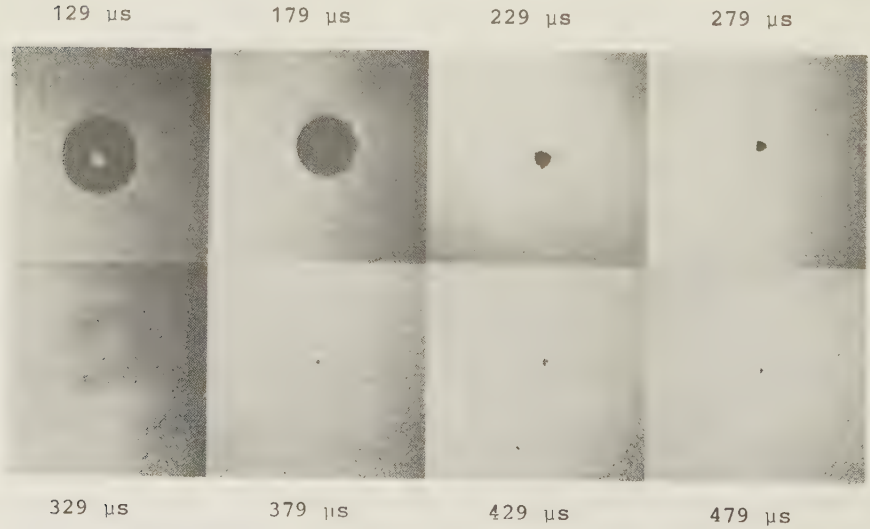


Abb. 15: Nachschwingen einer kugelförmigen Blase
Maximaler Blasendurchmesser: 2,35 mm

(34) $$T_c = 0{,}915\ R_{max} \sqrt{\frac{\rho}{p_{stat} - p_d}}$$.

Dabei bedeuten ρ die Dichte der Flüssigkeit, p_{stat} den statischen äußeren Druck am Ort der Blase und p_d den Dampfdruck der Flüssigkeit. Für die experimentellen Bedingungen ρ = 0,998 g/cm^3, p_{stat} = 1 bar, p_d (20°C) = 0,0233 bar erhält man bei R_{max} = 1,6 ± 0,025 mm den Wert T_c = 148 ± 2 µs. Die Ungenauigkeit ergibt sich aus der unsicheren Messung des Maximalradius. Da bei Wasser das Anwachsen und Zusammenfallen der Blasen außerordentlich symmetrisch verlaufen, bestimmt man die Kollapszeit experimentell als Hälfte der Zeit vom Durchschlag bis zum Kollaps [6]. Man bekommt T_c = 148 ± 1 µs. Die Rayleighsche Formel wird in dem untersuchten Fall also gut bestätigt. Eine systematische Prüfung wird im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt.

In Abb. 15 ist ein anderes Beispiel für die Schwingung einer freien, kugelförmigen Blase dargestellt. Das erste Hologramm wurde 129 µs nach dem Durchschlag aufgenommen. Die Blase hat einen Durchmesser von 2,35 mm erreicht. 50 µs später hat sich ihr Radius deutlich verringert. Im dritten Bild besitzt die Blase eine unregelmäßige Oberflächenstruktur. Dies ist typisch für eine Blase, die einen Kollaps durchlaufen hat. Aus dem Schwingungsverlauf lasererzeugter Blasen (vergl. Kapitel 7) folgt nun sofort, daß die Blase bei der ersten Aufnahme ihrem Maximalradius sehr nahe war. Da sich in der Phase stärkster Entspannung der Radius nur langsam mit der Zeit ändert, kann man in guter Approximation den im ersten Bild gemessenen Radius als Maximalwert ansehen. Damit berechnet man eine Kollapszeit T_c = 109 µs.

Nach dem Kollaps erreicht die Blase nur noch einen Bruchteil ihrer ursprünglich maximalen Größe. Im fünften Bild deutet der dunkle ringförmige Schatten um die Blase eventuell auf eine abgestrahlte Stoßwelle hin. Die Blase schwingt aus dem Minimum zurück, und heftige Oberflächenschwingungen führen zur Teilung der Blase (Bild 7). Die Blasen wachsen wieder zusammen (Bild 8).

Die starke Dämpfung der Schwingung kugelförmiger, lasererzeugter Blasen nach dem ersten Kollaps wird immer wieder beobachtet [38].

Sie kann nach dem Rayleighschen Modell auch bei Einführung von Gasgehalt, Oberflächenspannung und Viskosität nicht beschrieben werden. Auch eine effektive (dynamische) Viskosität kann das Nachschwingen nicht erklären [30]. Um die Frage nach der Ursache der Dämpfung einer Klärung näherzubringen, wird in Kapitel 7 ein Blasenmodell numerisch untersucht, das die Kompressibilität berücksichtigt.

5.2. Die Entstehungsphase der Blasen

Die Arbeiten mehrerer Autoren, z.B. [39,40] zeigen, daß die Blasenbildung im Fokus eines Riesenimpulses von stark absorbierenden, kleinen Teilchen ausgeht, die sich als Verunreinigungen im Wasser befinden. Die Partikel verdampfen wegen der extrem hohen elektromagnetischen Energiedichte sofort und treiben die Flüssigkeit in einem kleinen Volumen explosionsartig auseinander. Dabei werden Stoßwellen abgestrahlt.

Die fotografische oder schlierenoptische Untersuchung der Blasenentwicklung in den ersten Mikrosekunden wird durch das im Fokusbereich auftretende sehr intensive Streulicht und Eigenleuchten erschwert, das ohne besondere Vorkehrungen zur völligen Überstrahlung des interessierenden Bereichs führt. Bei der holografischen Aufnahme des Durchschlags stellen das Streulicht und Eigenleuchten nichts weiter als einen inkohärenten Hintergrund dar, der zwar den maximal erreichbaren Beugungswirkungsgrad des Hologramms herabsetzt, nicht aber die interessierende Information direkt beeinflußt. Aus den vier Beispielen der Abb. 16 geht hervor, daß die Blasen problemlos zu beliebigen Zeitpunkten aufgenommen werden können.

In jeder Reihe der Abbildung ist eine andere Situation dargestellt. Das linke Foto zeigt die Blasen jeweils wenige Mikrosekunden nach dem Durchschlag, das rechte die Entwicklung größenordnungsmäßig 100 µs später. Auf die in allen Bildern in den Randzonen sichtbaren, an Schrauben aufgehängten Luftblasen wird in den beiden folgenden Abschnitten genauer eingegangen. Das Laserlicht wird jeweils waagerecht von rechts her eingestellt.

Das linke Bild in der oberen Reihe wurde nur etwa 150 ns nach dem Durchschlag aufgenommen. Das Wasser ist an drei Stellen aufgerissen.

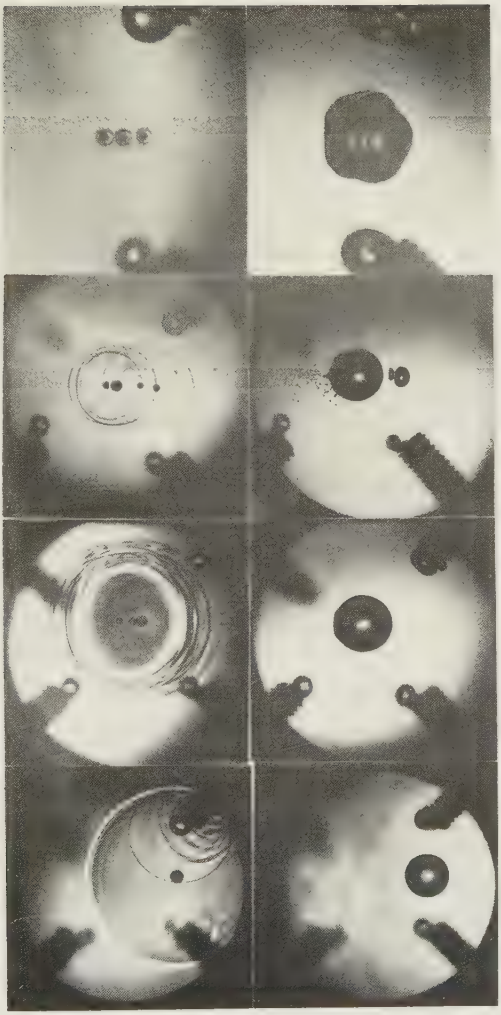


Abb. 16: Die Entstehungsphase der Blasen

Dargestellt sind vier verschiedene Situationen, der Maßstab ist aus der Steigung des Schraubengewindes von 0,5 mm zu entnehmen.

Von jedem Punkt läuft eine kugelförmige Stoßwelle aus, die sich als dunkler Ring abzeichnet. Anscheinend löst sich die Welle auf der Seite des Strahleintritts schneller von der Blase ab als auf der anderen Seite. Dies deutet auf eine räumlich inhomogene Absorption des Laserlichts hin. Vielleicht spielt auch der übertragene Impuls des Lichts eine Rolle. Vergleicht man Ausbreitung von Blasenwand und Stoßwelle, so folgt, daß während der Anfangsphase die Wandgeschwindigkeit sicher höher ist als die halbe Stoßfrontgeschwindigkeit. Alle Blase wachsen während der Expansion schnell zu einer einzigen zusammen. Diese Blase ist im Foto rechts oben zu sehen.

In der zweiten Reihe ist eine ganz ähnliche Situation dargestellt. Die vier Durchschlagspunkte im linken Bild nach 1,75 µs liegen nicht genau auf einer Linie. Offenbar können auch Keimpartikel, die sich etwas abseits von der Achse des eingestrahlten Lichts befinden, die Blasenbildung verursachen. Die primär beim Durchschlag abgestrahlten Stoßwellen haben sich weit von der Blase entfernt. Die Blasenwand hat also ihre hohe Anfangsgeschwindigkeit nicht lange beibehalten. Innerhalb der großen Ringe beobachtet man noch mehrere kleinere, die von Reflexionen primärer Stoßwellen an benachbarten Blasen stammen. In Gebieten, wo sich mehrere Wellen überlagern, verschwinden die scharfen Linien. In der Entwicklung der Blasen spielt die große Blase eine dominierende Rolle. Schon nach 67 µs im rechten Foto ist die linke Blase einverleibt. Es haben sich viele kleine Bläschen abgeschnürt. Auch die beiden Blasen rechts werden noch vor Erreichen des Maximums der Hauptblase aufgenommen.

Die beiden Fotos in der dritten Rihe sind typisch für den Fall, daß mehrere Durchschlagspunkte dicht nebeneinander entstehen. Die primären und reflektierten Stoßwellen überlagern sich zu einem komplexen Profil (linkes Bild, 3 µs nach dem Durchschlag). Da Druckwellen an Nachbarblasen als Unterdruckwellen reflektiert werden und umgekehrt, wechseln Über- und Unterdruckbereiche in der breiten Wellenfront ab. Ob es zu einem Aufsteilen in der Front kommt, hängt von der Stärke der Wellen ab. Die Blasen wachsen wieder zu einer Blase zusammen, die allerdings nicht kugelförmig ist, wie das rechte Foto nach 133 µs zeigt.

Besonders übersichtlich wird der Stoßwellenverlauf, wenn der Durchschlag hauptsächlich in einem Punkt stattfindet wie in der unteren Reihe der Abb. 16. Die Hologrammaufnahme erfolgte hier im Gegensatz zu den vorausgegangenen Aufnahmen in dem Aufbau mit mehreren Referenzstrahlen, also mit größerer Apertur und etwas veränderter Beleuchtung. Die von der lasererzeugten Blase primär abgestrahlte Stoßwelle zeichnet sich jetzt als großer heller Ring ab (linkes Foto, 4,1 µs nach dem Durchschlag), anders als in den oberen beiden Reihen, wo die Wellen immer als dunkle Ringe erscheinen. Diese auf den ersten Blick ungewöhnliche Erscheinung wird verständlich, wenn man bedenkt, daß es sich bei Stoßwellen um reine Phasenobjekte handelt, die sich, abhängig von Beleuchtung und Apertur, im Bild hell oder dunkel vom Hintergrund abheben können. Bei den komplizierten Beleuchtungsverhältnissen kann man aus den Bildern keine Rückschlüsse auf die Stärke der Stoßwellen ziehen.

Um die an der Luftblase und an der Schraube rechts oben reflektierten Stoßwellen gleichzeitig mit den primären Stoßwellen in einem Foto wiedergeben zu können, ist bei der Rekonstruktion auf eine Ebene zwischen lasererzeugter Blase und Luftblase fokussiert. Die am Schraubengewinde zurückgeworfenen Überdruckwellen erscheinen mit heller Front. Die an der Luftblase reflektierte Unterdruckwelle (dunkler Ring) wird an der lasererzeugten Blase noch einmal als Überdruckwelle (kleiner heller Ring) reflektiert.

Im Bild beobachtet man noch mehrere Stoßwellen, deren Zentren alle auf der Achse des eingestrahlten Laserlichts liegen. Aus den Radien kann man auf die Zeitpunkte der Abstrahlung schließen. Der kleine helle Ring rechts stammt offenbar von einer kleinen Blase, die wenige hundert Nanosekunden vor der Aufnahme kollabiert ist. Tatsächlich findet man die bei der Erzeugung dieser Blase abgestrahlte Stoßwelle und erkennt auch als schwachen dunklen Ring die an der kleinen Blase reflektierte Primärwelle der großen Blase. Beide Wellen haben ihr Zentrum am Ort der kleinen Blase. Aus der bekannten Kollapszeit von etwa 2 µs kann man einen Maximalradius von etwa 20 µm abschätzen.

Interessant sind noch zwei helle Kreise, deren Zentren links von der großen Blase liegen und deren Scheitel auf die primäre Stoßwelle

der großen Blase fallen. Man kann annehmen, daß vom Riesenimpuls noch kleine Blasen miterzeugt worden sind, die beim Überlaufen der starken Stoßwelle kollabieren und dabei die Wellen abstrahlen.

Das Foto rechts unten in Abb. 16 zeigt, daß die Kugelform der großen Blase beim Anwachsen erhalten bleibt. Offenbar stören die auf die Blase einfallenden (reflektierten) Stoßwellen und auch die Blasen und Schrauben in der Nachbarschaft wenig (vergl. auch [3]).

5.3. Die Wirkung lasererzeugter Blasen auf ihre Umgebung

Der Riesenimpuls zur Blasenerzeugung wird seitlich durch ein Loch in einen Hohlzylinder (Ø 8 cm) eingeführt und in der Nähe der Achse fokussiert. In den Zylinder ragen in verschiedenen Tiefen radial von außen Schrauben (Ø 3 mm) hinein, die am Zylindermantel befestigt sind. Bevor der Riesenimpuls ausgelöst wird, werden an den Schraubenspitzen Luftblasen angeheftet. Es wird die Reaktion der Luftblasen und die Ausbreitung der Stoßwellen in den ersten 400 µs nach dem Durchschlag untersucht.

Die Hologrammserie der Abb. 17 wurde mit einer Referenzstrahlrichtung auf verschiedenen Teilen der Hologrammplatte aufgenommen. Dargestellt sind drei verschiedene Ebenen zu acht verschiedenen Zeitpunkten nach dem Durchschlag. Bilder in einer Spalte zeigen verschiedene Ebenen zum selben Zeitpunkt. Der Bildabstand beträgt jeweils 50 µs. Die Steigung des Schraubengewindes von 500 µm gibt den Maßstab wieder. In der ersten Aufnahme erscheinen die an der oberen Luftblase zurückgeworfenen Primärstoßwellen als heller, breiter Ring, in der letzten Spalte tauchen Schlieren auf, die wahrscheinlich von mehrfach reflektierten Stoßwellen stammen. Die Fokalebene ist in der unteren Reihe scharf abgebildet. Aus mehreren Durchschlagspunkten entwickelt sich während der Expansionsphase eine unsymmetrische, große Blase, die sich nach Überschreiten des Maximums beim Zusammenfall stark abplattet. Man findet noch einzelne kleine Blasen, die beim Verschmelzungsprozeß abgetrennt worden sind. Die links oben angebrachte Luftblase ist in der oberen Reihe scharf wiedergegeben. Man erkennt, wie die Blase zunächst ihr Volumen verringert und dabei etwas von der Schraube abgeschnürt wird

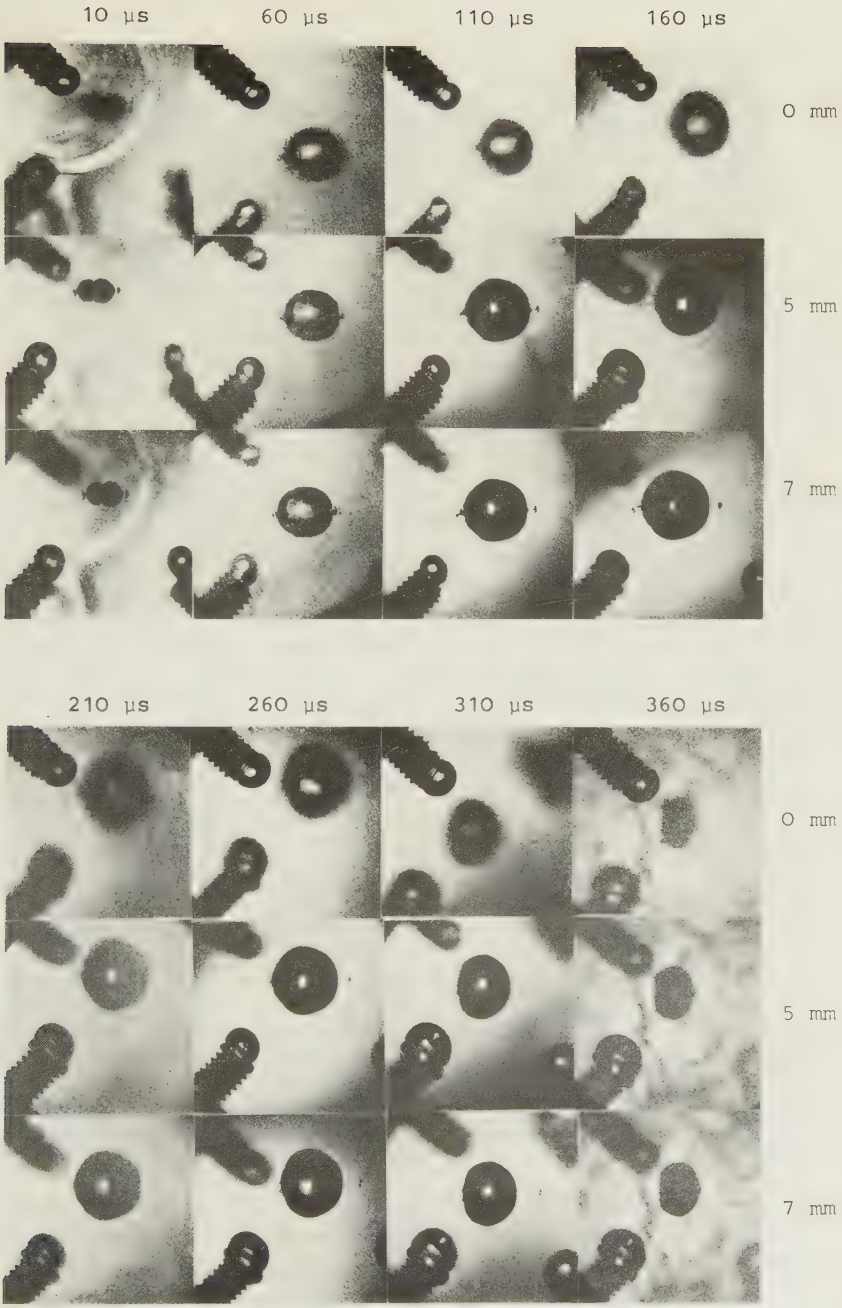


Abb. 17: Wechselwirkung von lasererzeugten Blasen mit benachbarten Luftblasen, die an Schrauben angeheftet sind (Aufnahme auf verschiedenen Teilen der Platte, Anordnung der Zeilen und Spalten siehe Abb. 18).

(1. bis 3. Teilbild), dann jedoch expandiert und mehr auf die Schraube gedrückt wird. Die links unten angeheftete Blase, in der mittleren Reihe scharf abgebildet, reagiert ganz ähnlich, nur viel heftiger, da sie sich näher an der lasererzeugten Blase befindet.

Die Schwingungen der Luftblasen werden bestimmt durch den Druckverlauf an der Blasenoberfläche und durch die Randbedingungen, die von der festen Grenzfläche auferlegt werden. In allererster Näherung kann man die Bewegung als freie Schwingung ansehen, die durch die beim Durchschlag abgestrahlte Stoßwelle δ-förmig angeregt wird. Die anfängliche Kompression und das folgende Rückschwingen werden hiermit qualitativ erklärt.

In der folgenden Abb. 18 ist ein ganz ähnlicher Vorgang dargestellt. Die Aufnahmezeitpunkte sind gerade so gewählt, daß sich die Ausbreitung der Stoßwellen gut verfolgen läßt. Die Bildtrennung geschieht hier über mehrere Referenzstrahlen. Die Reihen und Spalten haben dieselbe Bedeutung wie in Abb. 17. Es sind jetzt allerdings fünf verschiedene Ebenen scharf wiedergegeben. Der helle Ring im zweiten Bild der ersten Spalte zeigt an, daß die erste Aufnahme 4 µs nach dem Durchschlag erfolgte. Bei der schallweichen Reflexion an der Luftblase (rechts oben im selben Bild) entsteht eine sich dunkel abzeichnende Unterdruckwelle. Bei genauem Hinsehen erkennt man innerhalb des hellen Ringes noch mehrere schwache helldunkle Ringsysteme. Hierbei wird es sich ähnlich wie in Abb. 16 um Stoßwellen vom Kollaps miterzeugter sehr kleiner Blasen handeln. Aus dem Weg, den diese Wellen gelaufen sind, kann man die Kollapszeit auf etwa 1 µs abschätzen, wozu nach dem Rayleighschen Blasenmodell ein Maximalradius von ca. 10 µm gehört. Im zweiten Hologramm, 100 µs nach dem ersten, gelangen die Stoßwellen nach der Reflexion wieder ins Blickfeld. Die lasererzeugte Blase ist nahe ihrem Maximalradius von 1,5 mm. Weitere 100 µs später in der dritten Spalte haben sich die Stoßwellen verlaufen, die lasererzeugte Blase geht auf den Kollaps zu. Die neuen Stoßwellen in der vierten Aufnahme stammen vom Kollaps. Die Reaktion der Luftblasen ist in den einzelnen Reihen zu verfolgen. Die Blasen werden wieder zuerst komprimiert und schwingen dann unter dem Einfluß des erhöhten Innendruckes zurück. Die Stärke der Schwingung richtet sich nach dem Abstand von der lasererzeugten Blase.

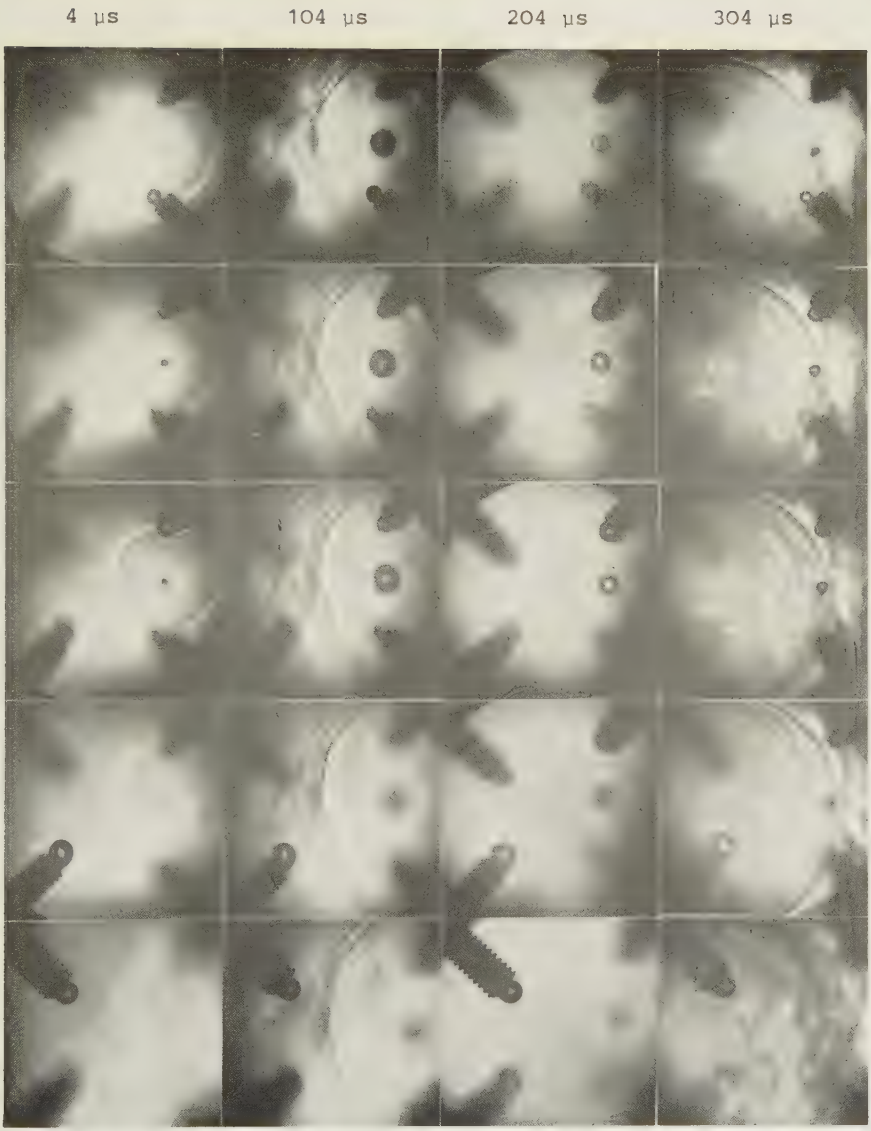


Abb. 18: Der Stoßwellenverlauf (Aufnahme mit mehreren Referenzstrahlen).
Spalten: Verschiedene Ebenen eines einzelnen Hologramms.
Zeilen: Dieselbe Ebene zu verchiedenen Zeitpunkten.
Aus der Steigung des Schraubengewindes von 500 µm läßt sich die Größe des Bildausschnitts bestimmen.

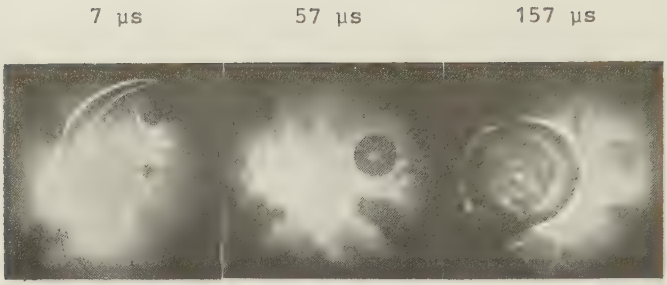


Abb. 19: Fokussierung der Stoßwellen

Wählt man den Beobachtungszeitpunkt geeignet, kann man interessante Fokussierungen beobachten. Die Bildfolge der Abb. 19 gibt ein Beispiel. Die beim Durchschlag abgestrahlten und an der Hohlzylinderwand zurückgeworfenen Stoßwellen laufen in einer zum Durchschlagspunkt konjugierten Bildlinie zusammen.

Vergleicht man die Qualität der nach beiden Techniken hergestellten Hologrammserien, fällt besonders bei Speicherung auf verschiedenen Teilen der Platte (Abb. 17) die gröbere Granulation, bei Aufnahme mit mehreren Referenzstrahlen (Abb. 18,19) der geringere Kontrast auf. Beide Effekte sind nach Kapitel 3 theoretisch zu erwarten. Durch Abziehen auf hartes Papier wurde der Kontrast in den Fotos der Abb. 18 noch angehoben. Ursache für die matten Bilder in der fünften und achten Spalte der Abb. 17 sind die geringen Intensitäten der beiden Aufnahmeimpulse.

5.4. Die Wechselwirkung während der Kollapsphase

Die Vorgänge beim Kollaps werden bei derselben räumlichen Anordnung der Luftblasen wie in Abschnitt 5.3. aufgenommen. Ein erstes Beispiel ist in Abb. 20 zu sehen. Die Zeilen und Spalten haben die gewohnte Bedeutung. Die lasererzeugte Blase ist in der zweiten Reihe von oben scharf abgebildet. Die Abplattung während der Phase maximaler

Entspannung (1. bis 3. Aufnahme) deutet darauf hin, daß die Blase aus mehreren Durchschlägen entstanden ist. Die Unsymmetrie verstärkt sich noch kurz vor Erreichen des Minimums in der vierten Aufnahme. Beim Rückprall, der von Stoßwellenabstrahlung begleitet wird, entwickelt sich eine langgestreckte Ausbeulung auf der ursprünglich stärker gewölbten Seite der Blase (5. Bild). Der Auswuchs wird schließlich von der Hauptblase abgetrennt, gleichzeitig lösen sich noch viele kleine Blasen von der zerklüfteten Oberfläche.

Lauterborn [6] hat den unsymmetrischen Kollaps hochfrequenzkinematografisch mit hoher Zeitauflösung untersucht. Allerdings kann er Stoßwellen wegen zu langer Belichtungszeiten nicht beobachten. Er zeigt, daß sich beim Kollaps ein Flüssigkeitsstrahl von der zunächst abgeplatteten Seite in die Blase hinein ausbildet. Dieser Strahl schießt durch die Blase hindurch. Er reißt dabei Gas- und Dampfmassen mit, die schließlich zu dem in der fünften Aufnahme sichtbaren Auswuchs führen. Kleine Störungen des beim Kollaps einströmenden Wassers z.B. durch in der Umgebung befindliche Bläschen haben zur Folge, daß sich im Minimum unregelmäßige, meist stark zerklüftete Strukturen bilden. Gegenläufig einströmende Wassermassen treffen an verschiedenen Stellen aufeinander. Man kann vermuten, daß an diesen Punkten Stoßwellen erzeugt werden. Jedenfalls legen die in der fünften Aufnahme sichtbaren Stoßwellenfronten diese Interpretation nahe. Zur genauen Klärung ist eine viel höhere Aufnahmefrequenz notwendig.

Die Bewegung der Luftblasen kann man in den einzelnen Reihen verfolgen. Die rechts oben angeheftete Luftblase, in der zweiten Reihe scharf abgebildet, hat den kleinsten Abstand vom Durchschlagspunkt. Sie wird zur Zeit maximaler Ausdehnung der lasererzeugten Blase auf die Schraube gequetscht. Wenn sich die Laserblase zusammenzieht, wird die Luftblase durch den Sog von der Unterlage losgerissen. Schon in der dritten Aufnahme schnürt sich die Blase deutlich ab, in der vierten bleibt nur ein feiner Stachel als Verbindung mit der festen Grenzfläche. Beim Zurückschwingen der lasererzeugten Blase wächst die Luftblase zunächst an und fällt dann auf die Schraube zurück.

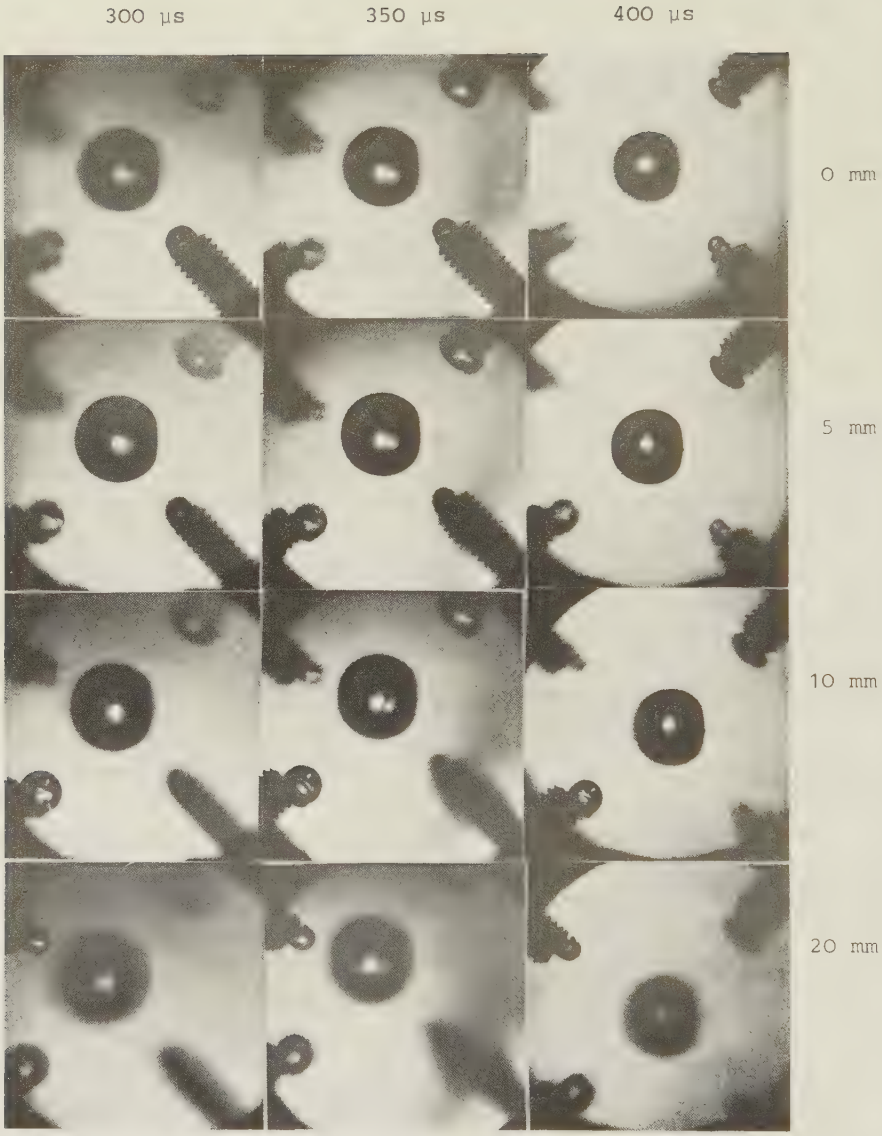


Abb. 20: Wechselwirkung von lasererzeugten Blasen mit benachbarten Luftblasen (Aufnahme mit einem Referenzstrahl).

Spalten: Verschiedene Ebenen eines einzelnen Hologramms.
Zeilen: Dieselbe Ebene zu verschiedenen Zeitpunkten.
Bildausschnitt jeweils 15 mm x 15 mm.

Fortsetzung siehe folgende Seite.

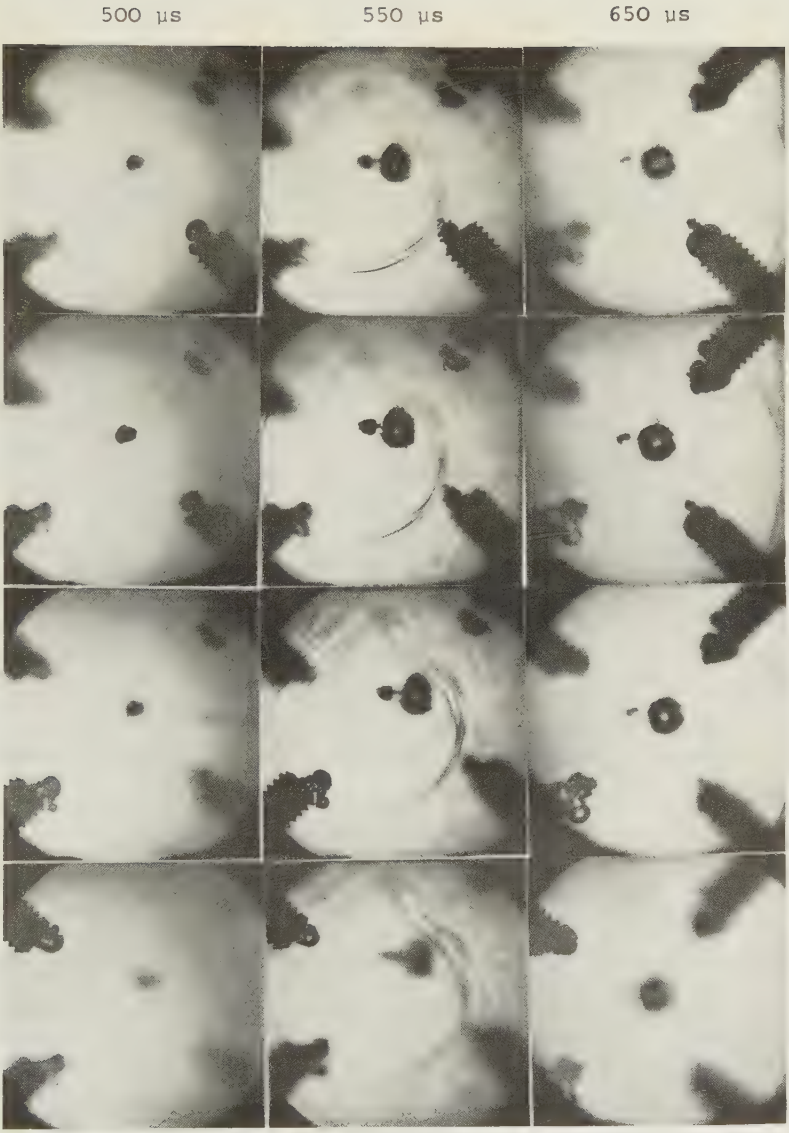


Abb. 20: Fortsetzung von vorhergehender Seite.

Die in der obersten Reihe scharf abgebildete Blase wird anfangs nur wenig verformt, nach dem Kollaps der lasererzeugten Blase trennen sich jedoch einzelne kleine Bläschen ab, und es bilden sich auch Auswüchse. Die an der Schraube links unten angesetzte Blase verhält sich ganz ähnlich (dritte Reihe). Erst in den letzten Aufnahmen zeigen sich besonders starke Ausstülpungen. Am schwächsten reagiert verständlicherweise die in der untersten Reihe scharf wiedergegebene Luftblase. Sie ist am weitesten von der lasererzeugten Blase entfernt. Aber auch hier führen die Schwingungen zu auffälligen Deformationen. Aufgrund der Anregung lösen sich die Luftblasen schließlich von der festen Unterlage ab und steigen zur Wasseroberfläche auf.

Wenn die lasererzeugte Blase ihr Minimum durchläuft, treten gleichzeitig mit schnellen Flüssigkeitsströmungen starke Druckschwankungen, auch Stoßwellen auf, die pauschal für die heftigen Reaktionen der Luftblasen verantwortlich gemacht werden können. Bei der geringen Bildfolgefrequenz können Mechanismen, die zu speziellen Schwingungsformen führen, nicht im einzelnen überschaut werden.

Die Vorgänge verlaufen immer in derselben charakteristischen Weise. Dies soll Abb. 21 unterstreichen. Die in vier der fünf Aufnahmen sichtbaren Stoßwellen erinnern daran, daß immer wieder Stoßwellen die Blasenschwingung beeinflussen. Die unregelmäßigen Schatten muß man an Zylinderwänden reflektierten Stoßwellen zuordnen. Eindeutig zu identifizieren sind nur die beiden ringförmigen Schlieren in den oberen beiden Bildern der dritten Aufnahme. Offenbar handelt es sich um beim Kollaps abgestrahlte Stoßwellen, die an der rechts oben bzw. rechts unten angehefteten Luftblase reflektiert wurden. Besonders interessant ist der weite Schleier kleiner Bläschen, der von der lasererzeugten Blase nach dem Kollaps abgestoßen wird. Das Verhalten der Luftblasen ist qualitativ fast identisch mit demjenigen in Abb. 20.

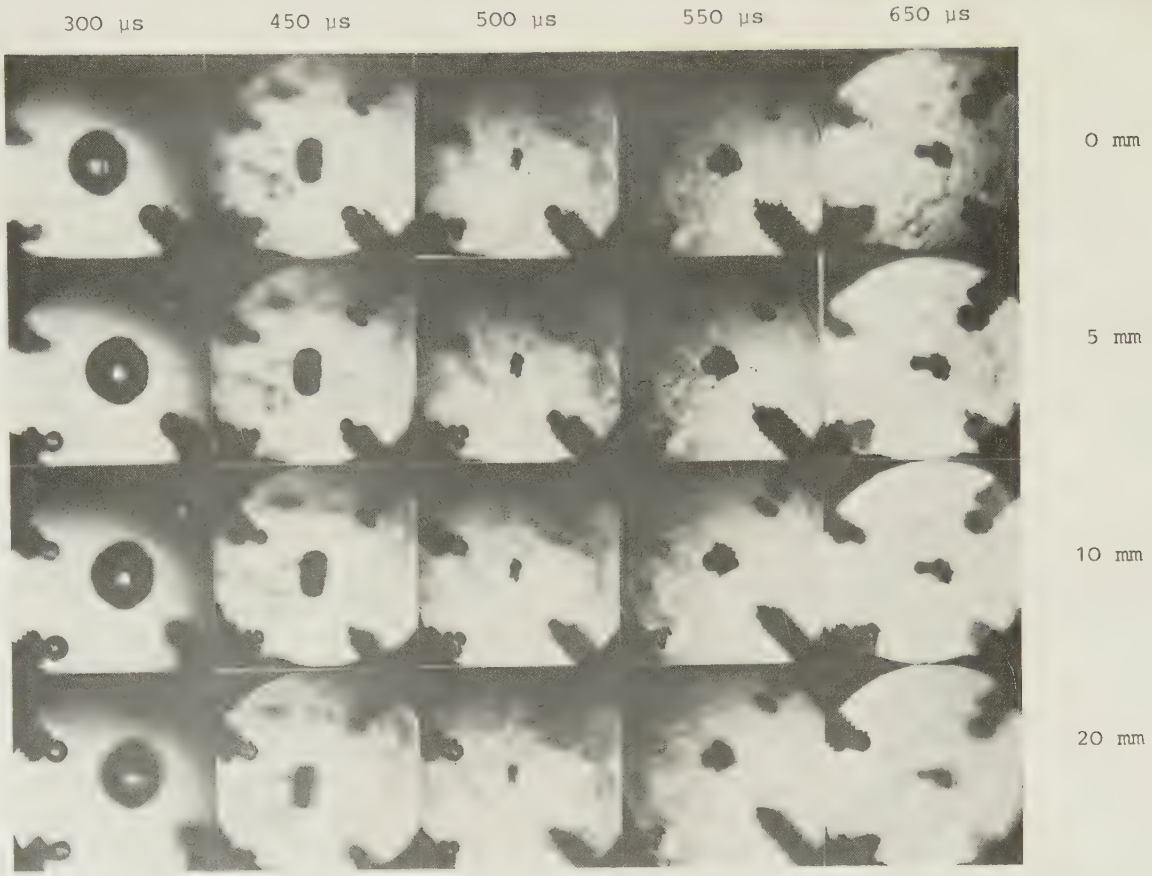


Abb. 21: Stoßwellen bei der Wechselwirkung von lasererzeugten Blasen mit benachbarten Luftblasen (Anordnung der Zeilen und Spalten wie in Abb. 20).

6. Hologrammserien von akustisch erzeugten Kavitationsblasenfeldern

6.1. Aufnahmen im Schwingungsmaximum

Zur Blasenerzeugung wird ein Hohlzylinder aus PZT-4 in seiner Grundresonanz bei 18,7 kHz in Wasser betrieben. Bei Schalldruckamplituden von größenordnungsmäßig 1 bar bilden sich im Zylinder ausgedehnte Felder kleiner Kavitationsblasen [17,18]. Die Blasen führen erzwungene Schwingungen aus, sie wachsen abwechselnd an und fallen wieder zusammen. Damit die Blasen gut aufgelöst werden können, werden die Aufnahmezeitpunkte in die Schwingungsmaxima gelegt. Ein Beispiel zeigt Abb. 22. Die drei Hologramme wurden mit verschiedenen Referenzstrahlen im Abstand von jeweils zwei Schallperioden aufgenommen. Dargestellt sind vier verschiedene Ebenen des Zylinders.

In jeder Reihe ist ein anderer Teil des Blasenfeldes scharf wiedergegeben. Die Blasen ordnen sich in typischer Weise längs verzweigter, Y-förmiger Linien, den sogenannten Streamern im Raum an, die auf ein gemeinsames Zentrum in der Nähe der Zylinderachse führen. In der Umgebung des Zentrums findet man einen größeren Blasenhaufen. Die typischen Blasendurchmesser liegen zwischen 50 µm und 150 µm. Die auffälligen Schattierungen im Hintergrund vor allem in der zweiten Aufnahme deuten wie bei den lasererzeugten Blasen auf reflektierte Stoßwellen hin. Diese Interpretation wird durch Abschnitt 6.3. näher begründet.

Das Muster der Streamer bleibt über mehrere Schallperioden ziemlich ähnlich, der Ort einzelner Blasen ändert sich dagegen schnell. Die Verfolgung der Blasen wird dadurch erschwert, daß immer wieder Blasen verschwinden und neue gebildet werden. Am einfachsten erkennt man Bewegungen in den Zweigen, indem man Blasenabstände in aufeinanderfolgenden Aufnahmen vergleicht. Von der direkten Beobachtung der Blasenfelder mit dem bloßen Auge weiß man, daß die Bewegung der Blasen hauptsächlich in den dargestellten Ebenen senkrecht zur Zylinderachse erfolgt. Die Komponenten in Richtung der Achse sind sehr klein. Sie können in Abb. 22 wegen der zu geringen Tiefenauflösung nicht entdeckt werden.

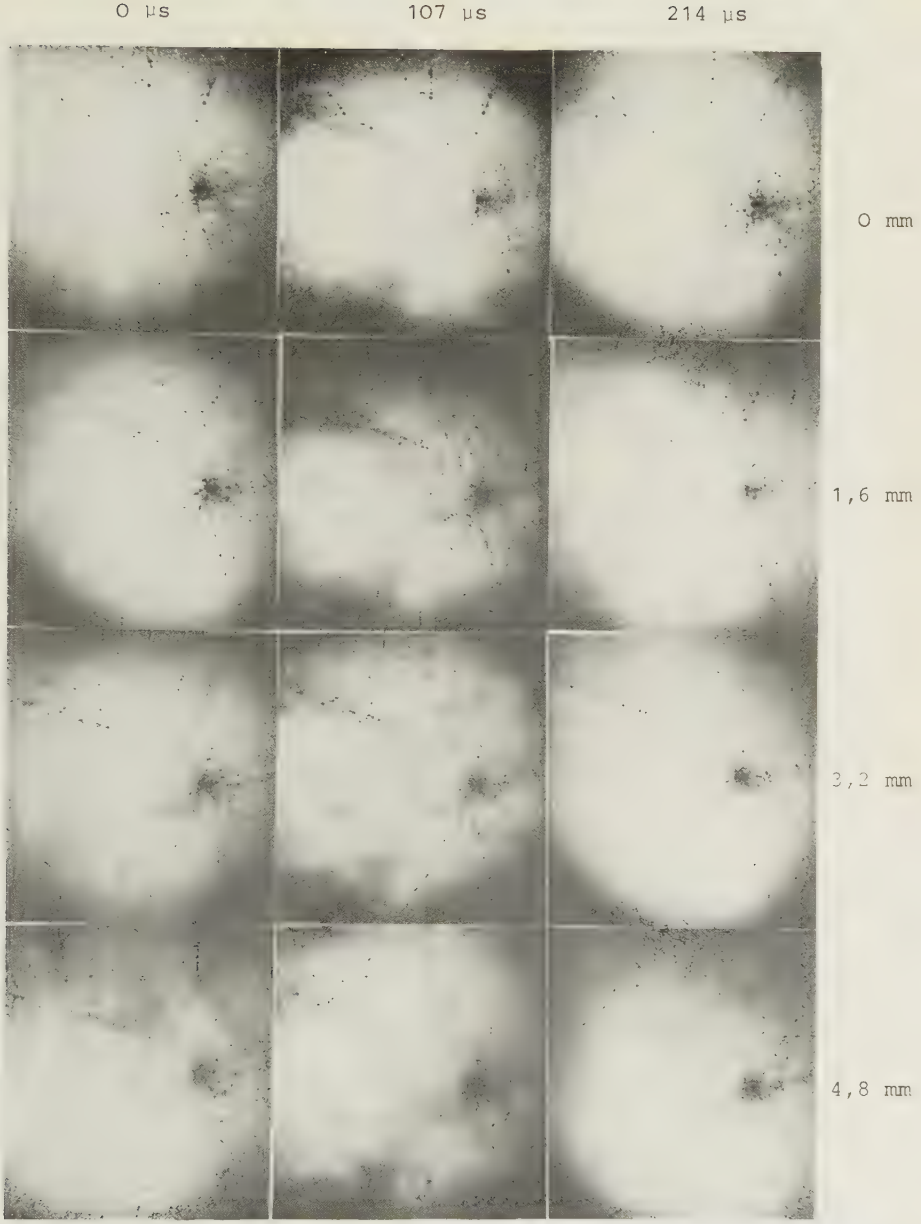


Abb. 22: Akustisch erzeugte Kavitationsblasen im Schwingungsmaximum, Aufnahmeabstand jeweils zwei Schallperioden, entsprechend 107 µs.
Spalten: Verschiedene Ebenen eines einzelnen Hologramms.
Zeilen: Dieselbe Ebene zu verschiedenen Zeitpunkten.
Maßstab: 5 mm

Die kleinsten, eindeutig zu identifizierenden Blasen haben einen Durchmesser von 20 µm. Dieser Wert liegt weit über der nach Abschnitt 3.4. zu erwartenden beugungstheoretischen Grenze. Gründe hierfür sind unvollkommene Kohärenz des Lichtes bei der Aufnahme und astigmatische Verzerrungen bei der Zwischenabbildung durch den Wasserbehälter und vor allem bei der Rekonstruktion durch Verwendung einer anderen Wellenlänge [31]. Man kann abschätzen, daß allein die sphärische Aberration bei der Rekonstruktion mit kompensiertem Strahl den kleinstmöglichen Punktbilddurchmesser auf ca. 10 µm beschränkt.

6.2. Beobachtung der Bewegung einzelner Blasen

Zur Bewegungsanalyse sind dicht bevölkerte Felder weniger gut geeignet, da einzelne Blasen in aufeinanderfolgenden Aufnahmen nur schwer identifiziert werden können. Deshalb werden Vorgänge bei weniger heftiger Kavitation, also kleinerer äußerer Schalldruckamplitude untersucht. Ein Beispiel ist in Abb. 23 zu sehen. Auch bei diesen Bedingungen sind die Streamerkonfigurationen noch vorhanden, am deutlichsten in den in den beiden oberen Reihen wiedergegebenen Ebenen. Da die Aufnahmen auf verschiedenen Teilen der Platte erfolgten, bleiben die Unschärfekreise der Blasen länger sichtbar, außerdem ist die Granulation gröber als in Abb. 22. Im Zentrum der Streamer befindet sich eine große Blase von 220 µm Durchmesser, die in der dritten Reihe scharf abgebildet ist. Sie entsteht erst zwischen der ersten und zweiten Aufnahme aus zwei kleineren Blasen und führt im weiteren Verlauf heftige Oberflächenschwingungen aus. In der unteren Reihe ist ein zweites Zentrum scharf dargestellt. Die Zentralblase wächst durch Aufsammeln kleiner Nachbarbläschen schnell an. Die unregelmäßigen Oberflächenstrukturen weisen wieder auf heftige Schwingungen hin.

Es ist mühsam, die Bewegung einzelner Blasen aus den Fotos zu entnehmen. Deshalb wird ein an die Filmtechnik angelehntes Hologrammrekonstruktionsverfahren eingesetzt, das nicht nur einen anschaulichen Eindruck von den Bewegungen vermittelt, sondern auch quantitative Messungen gestattet. Die benutzte Anordnung ist in Abb. 23* dargestellt. Sie eignet sich zur Rekonstruktion von Mehrfachimpuls-

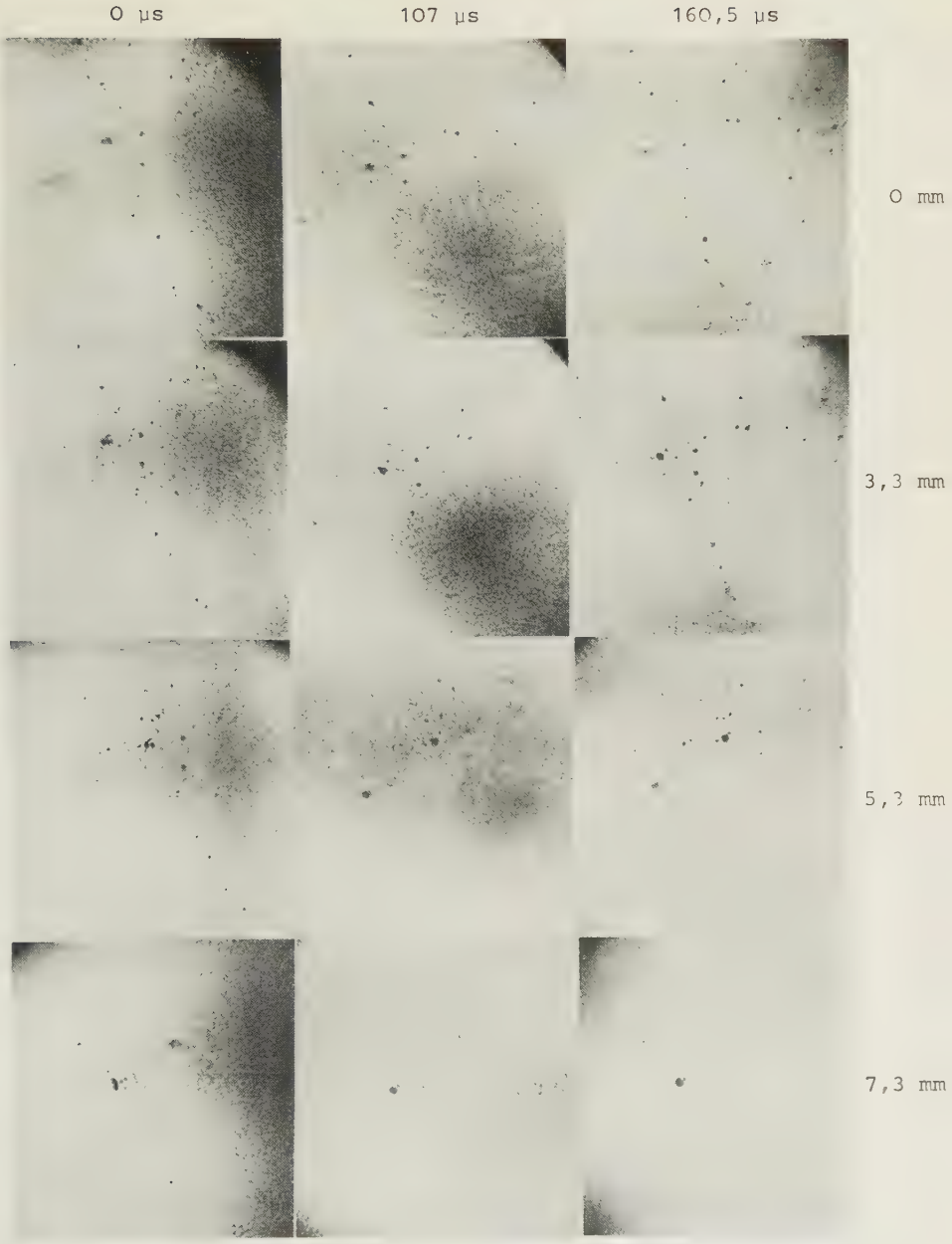


Abb. 23: Blasenfeld bei schwächerer Kavitation, Aufnahmen im Schwingungsmaximum.
Spalten: Verschiedene Ebenen eines einzelnen Hologramms.
Zeilen: Dieselbe Ebene zu verschiedenen Zeitpunkten.
Maßstab: 5 mm
Fortsetzung siehe folgende Seite.

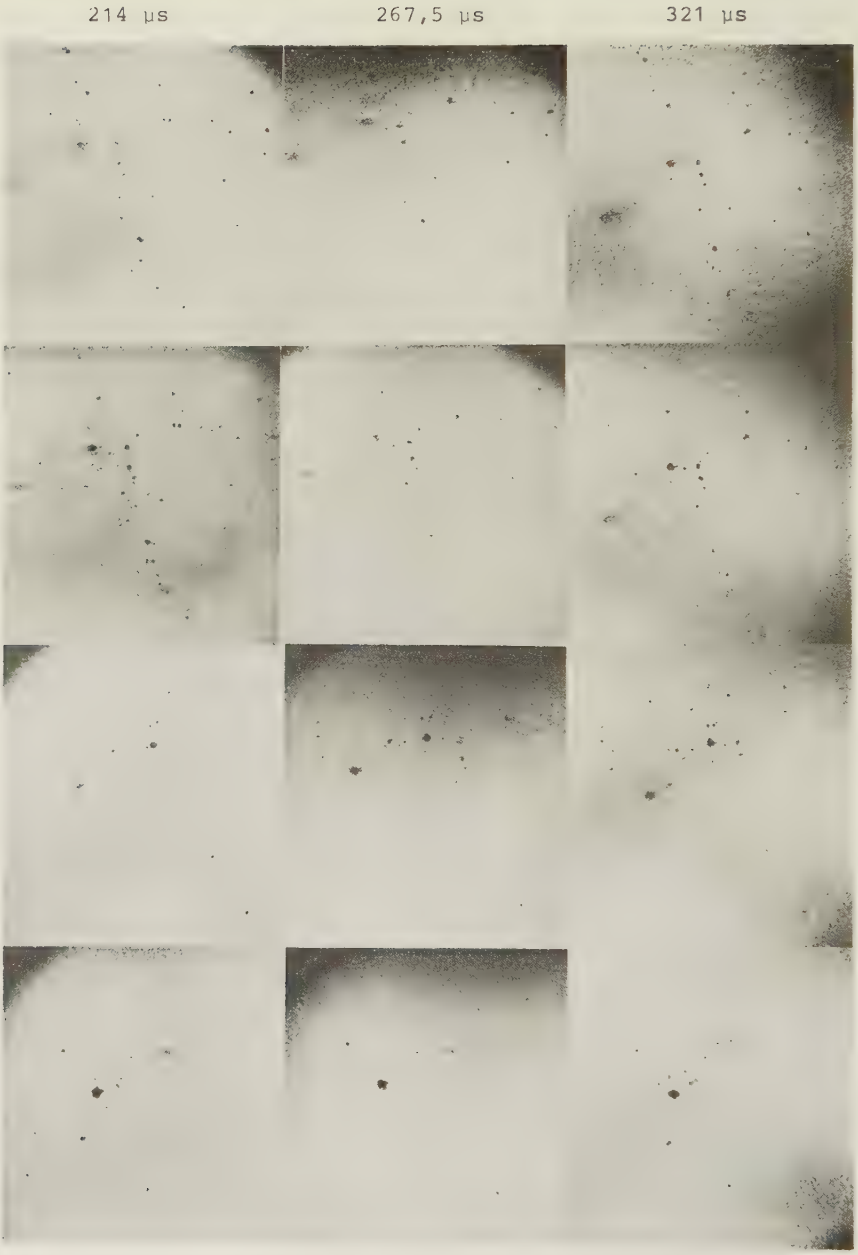


Abb. 23: Fortsetzung von vorhergehender Seite.

hologrammen, die mit einer Referenzstrahlrichtung aufgenommen worden sind. Das direkte Bild wird auf die lichtempfindliche Schicht einer Fernsehkamera abgebildet und etwa 30-fach vergrößert auf dem Schirm wiedergegeben. Zur optimalen Aussteuerung wird das intensive Licht eines Argonionenlasers verwendet. Durch Verschieben der Kamera kann man verschiedene Ebenen scharf stellen. Direkt vor der Hologrammplatte befindet sich die auch bei der Aufnahme benutzte Lochblende, die die belichteten Teile zur Rekonstruktion auswählt. Wenn man die Blende verdreht, erscheinen die Bilder nacheinander auf dem Schirm. Rotiert die Scheibe gleichmäßig, erhält man den Eindruck einer fließenden Bewegung.

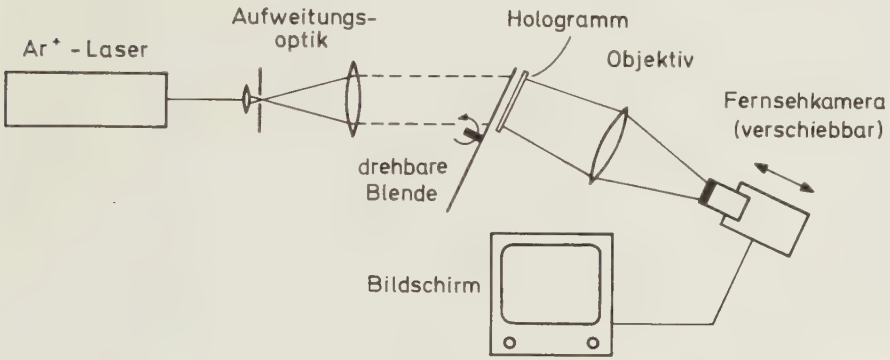


Abb.23*: Die Rekonstruktionsanordnung zur Bewegungsanalyse

Im Blasenfeld beobachtet man die vielfältigsten Erscheinungen. Außen am Zylinderrand erzeugte Blasen wandern entlang der Streamer in Richtung auf das Zentrum. Treibende Kraft ist der Schallstrahlungsdruck des äußeren Schallfeldes. Die Bewegung verläuft nicht schnurgerade, sondern wird immer wieder durch Nachbarblasen gestört. Kommen sich zwei Blasen genügend nahe, so ziehen sie sich über Bjerknes-Kräfte [41] stark an, verschmelzen und laufen gemeinsam

weiter auf die große Blase im Zentrum. Man beobachtet aber auch, daß sich umgekehrt einzelne Blasen wohl aufgrund heftiger Oberflächenschwingungen teilen und getrennt weiterlaufen. Manchmal verschwinden auch Blasen ohne erkennbare Ursache (vergl. [42]). Man kann annehmen, daß sie beim Kollaps in viele winzige, unsichtbare Bläschen zerspritzen. Die Überreste werden von vorbeilaufenden größeren Blasen aufgesaugt. Besonders ausgeprägt sind die Erscheinungen in der Nähe des Zentrums. Die große Blase nimmt einströmende Blasen auf, stößt aber nach dem Kollaps wieder viele Bläschen ab.

Beispiele für einige der geschilderten Vorgänge sind in Abb. 23 quantitativ ausgewertet. Die Orte der Blasen in aufeinanderfolgenden Aufnahmen sind durch Punkte markiert. Die Bewegungsabläufe sind aus dem in Abb. 21 gezeigten Blasenfeld entnommen. In Abb. 23a ist der typische Fall einer Vereinigung zweier Blasen 1 und 2 dargestellt. Beide Blasen laufen V-förmig aufeinander zu. Pfeile deuten die Bewegungsrichtung an. Die Verschmelzung erfolgt innerhalb einer Schallperiode zwischen der vierten und fünften Aufnahme. Die neugebildete Blase wird offenbar von der Nachbarblase 3 und der großen, stationären Zentralblase angezogen. Abb. 23b zeigt den Weg mehrerer großer Blasen. Wie schon geschildert, laufen die Blasen entlang der Zweige in Richtung auf das Zentrum. Unregelmäßige, zappelnde Bewegungen treten auf, wenn sich zwei Blasen zu nahe kommen wie die Blasen 1 und 2, die schließlich verschmelzen. Es treten Wanderungsgeschwindigkeiten bis zu 2,5 m/sec auf. Eine systematische Abhängigkeit von der Blasengröße kann nicht festgestellt werden. Eine solche Messung ist schwierig, da die Blasen ihr Volumen durch Aufsaugen und Abstoßen kleinerer Bläschen laufend verändern und weil sich die Blasen in unterschiedlichen, die Geschwindigkeit bestimmenden Druckgradientenfeldern aufhalten.

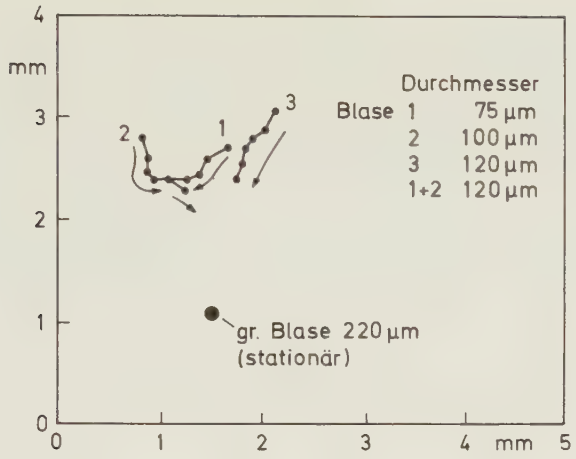


Abb. 23a: Die Vereinigung zweier Blasen 1 und 2 im Schallfeld.

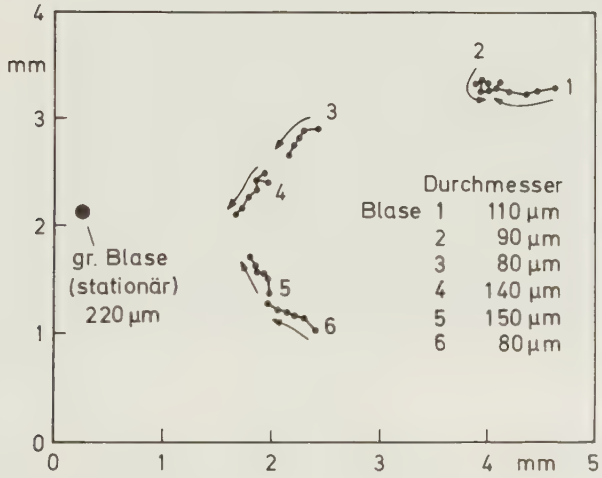


Abb. 23b: Der Weg mehrerer großer Blasen im Schallfeld.

6.3. Beobachtung der beim Kollaps abgestrahlten Stoßwellen

In Abschnitt 6.2. wurden bereits mehrere Indizien erwähnt, die auf einen heftigen Kollaps akustisch angeregter Kavitationsblasen hindeuten. Auch theoretische Arbeiten von Akulichev [43] und Lauterborn [44] zeigen, daß Blasen im Schallfeld extrem nichtlinear schwingen. Der Zeitpunkt des Kollapses hängt schon bei einer einzelnen, isolierten radialsymmetrisch schwingenden Blase, die erzwungene Schwingungen ausführt, in komplizierter Weise von der Blasengröße und der Stärke des äußeren Schallfeldes ab. Unter experimentellen Bedingungen, wo immer mehrere Blasen auftreten, wird auch die Vorgeschichte und die Schwingungsform (z.B. angeregte, höhere Oberflächenschwingungen) eine Rolle spielen. Eine Vorhersage des Kollapszeitpunktes, wie sie für eine holografische Beobachtung wünschenswert wäre, ist folglich praktisch unmöglich. Man kann bestenfalls eine Wahrscheinlichkeit dafür angeben, den Kollaps in einem bestimmten Phasenintervall der anregenden Schwingung vorzufinden [45]. Da jedoch nur ein Aufnahmesystem mit beschränkter Bildfolgefrequenz von maximal 20 kHz und Kapazität von acht Hologrammen zur Verfügung steht, sind solche Aussagen wenig hilfreich. Das Antreffen eines Kollapses bleibt also dem Zufall überlassen. Im folgenden werden anhand der nächsten Abbildungen drei typische Erscheinungsformen vorgestellt.

Abb. 24 zeigt ein Beispiel bei sehr schwacher Kavitation. Die Hologramme wurden in drei aufeinanderfolgenden Druckminima des äußeren Schallfeldes aufgenommen. Es sind nur wenige Blasen vorhanden. Im ersten Bild ist nur eine zentrale Blase zu finden, im zweiten tauchen mehrere auf. Diese können entweder neu entstanden sein oder, was wahrscheinlicher ist, während der ersten Aufnahme gerade durch ein Schwingungsminimum gegangen sein, so daß sie nicht aufgelöst werden konnten. Im dritten Bild hat allein die zentrale Blase eine Stoßwelle abgestrahlt, die sich als ziemlich breiter dunkler Ring abzeichnet.

In Abb. 25 ist ein Blasenfeld bei mittlerer Kavitation kurz nach dem Kollaps vieler Einzelblasen aufgenommen. Es sind verschiedene Ebenen des Volumens zum selben Zeitpunkt dargestellt. Die hellen Ringe stammen von Stoßwellen, die beim Kollaps einzelner Blasen abgestrahlt wurden. Man kann Ringe verschiedenster Durchmesser

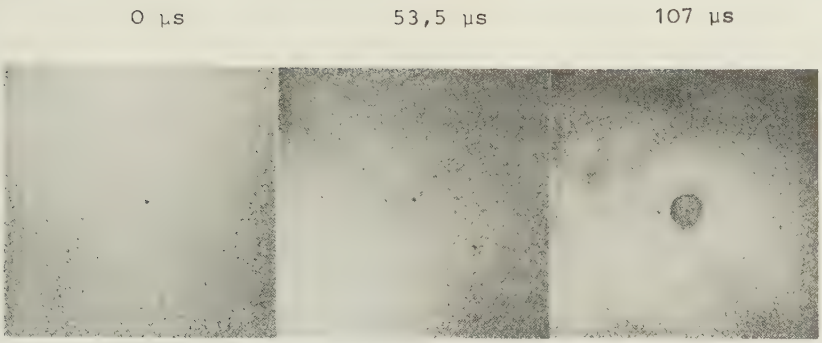


Abb. 24: Blasenkollaps bei schwacher Kavitation.
Die drei Hologramme wurden in drei aufeinanderfolgenden Druckminima des äußeren Schallfeldes aufgenommen.

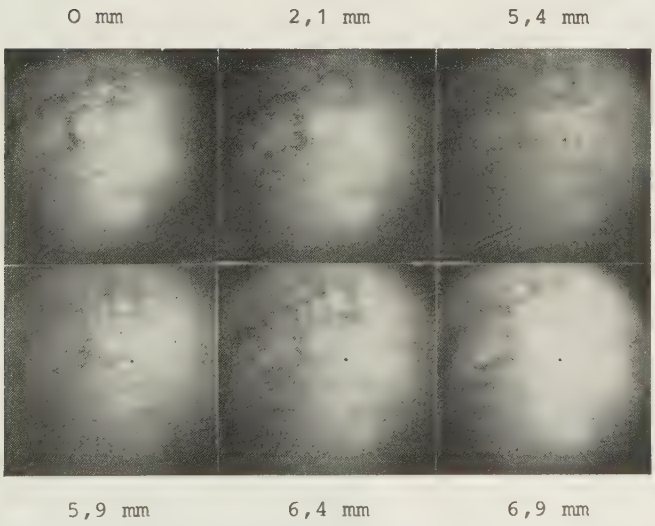
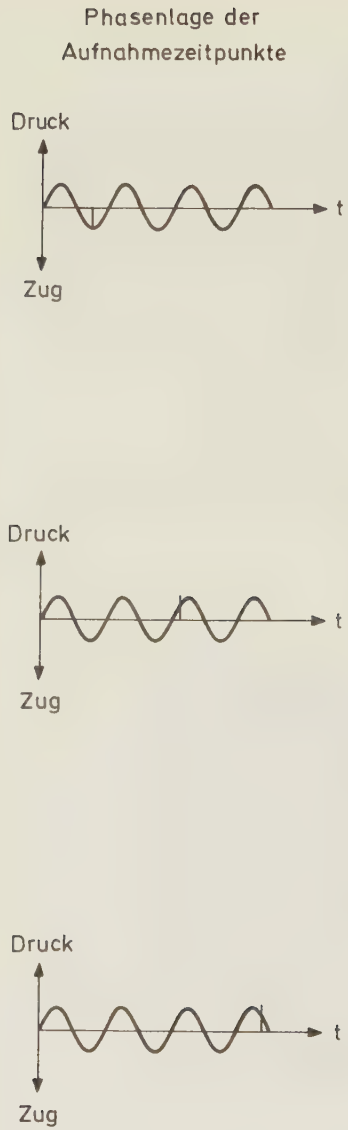


Abb. 25: Blasenkollaps bei mittlerer Kavitation.
Es sind verschiedene Ebenen des Volumens zum selben Zeitpunkt dargestellt.
Maßstab: 5 mm



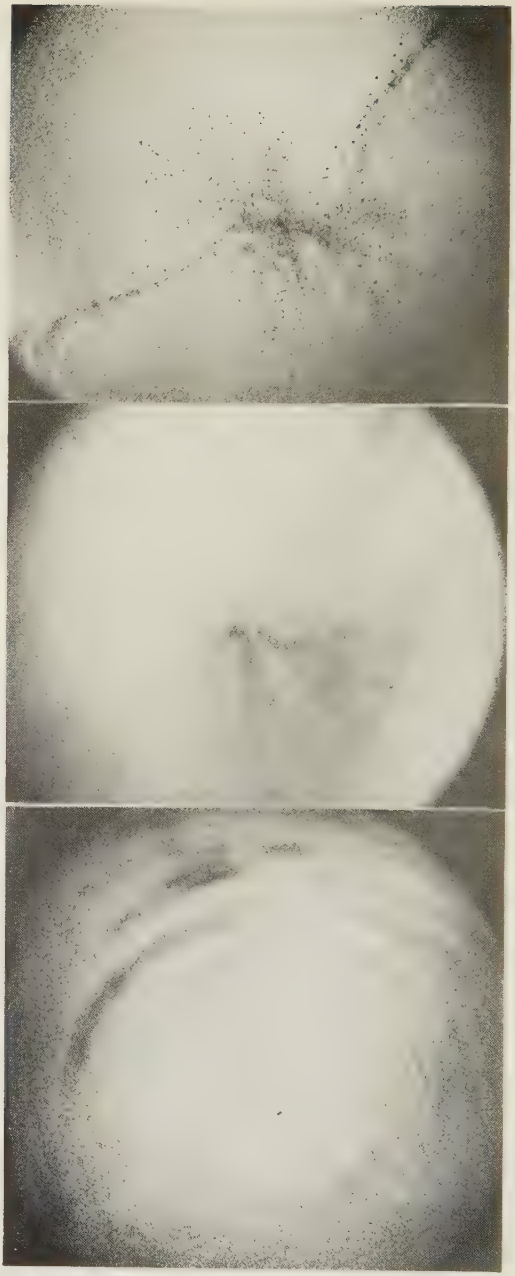


Abb. 26: Blasenkollaps bei heftiger Kavitation.

finden, die Kollapszeitpunkte variieren also deutlich. Helle Punkte deuten ähnlich wie in der unteren Reihe der Abb. 16 auf gerade kollabierende Blasen hin. Nichtkollabierende Blasen zeichnen sich in der gewohnten Form als dunkle Punkte ab. Man kann schließen, daß jede Blase mit individueller Phase schwingt.

In Abb. 26 sind schließlich verschiedene Stadien einer heftigen Kavitationszone dargestellt. Die Hologramme wurden in aufeinanderfolgenden Perioden des äußeren Schallfeldes, aber zu unterschiedlichen Phasenlagen aufgenommen. Das obere Foto zeigt das Blasenfeld bei maximaler Blasengröße. Ein dichtbevölkerter Haufen kleiner Blasen umgibt das Zentrum. Das mittlere Bild gibt denselben Ausschnitt in der Nähe des Schwingungsminimums wieder. Einzelne Blasen werden kaum noch aufgelöst. Das untere Foto zeigt die Situation kurz nach einem heftigen Kollaps. Überreste sind nur von der Zentralblase zu erkennen. Man muß annehmen, daß die im Kollaps der Zentralblase abgestrahlte Stoßwelle die kleinen Blasen in der Umgebung sofort zum Kollabieren veranlaßt hat. Die dabei emittierten Stoßwellen überlagern sich mit der primären Stoßwelle zu einem komplizierten System, das sich im Foto durch die breiten, helldunklen Kreise abzeichnet. Qualitativ kann man das Schlierenmuster vergleichen mit demjenigen in der dritten Reihe der Abb. 16, das ebenfalls aus der Überlagerung mehrerer kugelförmiger Stoßwellen resultiert.

7. Modellrechnungen zur Dynamik kugelförmiger lasererzeugter Blasen

7.1. Bisherige Untersuchungen

Wie aus den Kapiteln 5 und 6 hervorgeht, spielen die abgestrahlten Stoßwellen eine wichtige Rolle bei der Wechselwirkung der Blasen mit ihrer Umgebung. Die Abstrahlung ist untrennbar mit der Bewegung der Blasenwand verbunden. Numerische Berechnungen der Blasenschwingung wurden schon von mehreren Autoren vorgenommen (siehe z.B. [5,46]). Dabei wurden verschiedene Modelle mit und ohne Einfluß von Kompressibilität, Viskosität, Oberflächenspannung oder Gasgehalt diskutiert. Für eine Berechnung der Schallabstrahlung erweist sich das von Gilmore eingeführte Modell am geeignetsten [5,43,46]. Hickling und Plesset [47] und auch Ivany und Hammitt [48] haben hiermit die beim Kollaps einer Blase abgestrahlten Stoßwellen berechnet, und Akulichev [43] hat die Abstrahlung einer im Schallfeld periodisch schwingenden Blase beschrieben.

Hier wird speziell eine kugelförmige, lasererzeugte Blase untersucht. Die Blasenbewegung sowie die Abstrahlung bei der Erzeugung und beim Kollaps werden numerisch nach dem Gilmore-Modell berechnet. Bisherige Berechnungen der Schwingung lasererzeugter Blasen [38], die eine inkompressible Flüssigkeit voraussetzten, konnten die starke Dämpfung der Schwingung nach dem ersten Kollaps nicht erklären (vergl. Abschnitt 5.1.).

7.2. Das Modell der Rechnung

Die Gilmore-Theorie behandelt die Schwingung einer kugelförmigen Blase in einer unendlich ausgedehnten, kompressiblen Flüssigkeit. Die Theorie liefert Differentialgleichungen (DGL n) sowohl für die Bewegung der Blasenwand als auch für die Druck- und Geschwindigkeitsverteilung in der umgebenden Flüssigkeit. In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Theorie mitgeteilt, die für die folgenden numerischen Rechnungen benötigt werden. Für eine Ableitung und Diskussion sei auf [5] verwiesen.

Es wird angenommen, daß sich das Zentrum der Blase im Koordinatenursprung befindet. Große Buchstaben beziehen sich auf Werte an der Blasenwand, kleine Buchstaben bezeichnen entsprechende Größen in der die Blase umgebenden Flüssigkeit.

Die Bewegung der Blasenwand wird durch ein gewöhnliches, nichtlineares DGL-System beschrieben:

$$\frac{dU}{dt} = \left[-\frac{3U^2}{2R}\left(\frac{C-U/3}{C-U}\right) + \frac{H}{R}\left(\frac{C+U}{C-U}\right) + \frac{1}{C}\frac{dH_e}{dt} \right] \cdot \left[1 + \frac{4\mu}{RC\rho_\infty} D^{1/n} \right]^{-1}$$

(35)

$$\frac{dR}{dt} = U \quad .$$

Dabei bedeuten t die Zeit, R den momentanen Radius der Blasenwand, U die Blasenwandgeschwindigkeit, p_∞ bzw. ρ_∞ den Druck bzw. die Dichte fernab von der Blase und μ die statische Viskosität der Flüssigkeit. Die Größen C, H, D und dH_e/dt werden in folgenden Gleichungen eingeführt.

Bei Berücksichtigung der Viskosität μ, der Oberflächenspannung σ und dem Dampfdruck p_d in der Blase kann man den Druck P in der Flüssigkeit an der Blasenwand ansetzen als

$$P = p_n \left(\frac{R_n}{R}\right)^{3\kappa} + p_d - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu U}{R} \qquad (36)$$

$$\text{mit } p_n = \frac{2\sigma}{R_n} + p_\infty - p_d \cdot$$

R_n ist der Ruheradius der Blase, p_n der Gasdruck in der Blase, wenn $R \equiv R_n$. Das Verhältnis der spezifischen Wärmen κ ist für drei- und mehratomige Gase im isothermen Falle 1 und im adiabatischen 1,33.

Für die Zustandsgleichung des Wassers kann man die empirische Form

$$\frac{p + B}{p_\infty + B} = \left(\frac{\rho}{\rho_\infty}\right)^n \qquad (37)$$

annehmen mit Konstanten B ≈ 3000 bar und n ≈ 7. ρ ist die Dichte der Flüssigkeit.

Über die Zustandsgleichung erhält man mit dem Druck P die Enthalpie H und die Schallgeschwindigkeit C in der Flüssigkeit an der Blasenwand:

$$H = \frac{n(p_\infty+B)}{(n-1)\rho_\infty}\left[\left(\frac{P+B}{p_\infty+B}\right)^{(n-1)/n} - 1\right] \tag{38}$$

$$C = c_\infty \left(\frac{P+B}{p_\infty+B}\right)^{(n-1)/2n} . \tag{39}$$

Die Größen D und $\frac{dH_e}{dt}$ sind reine Abkürzungen:

$$D = \frac{p_\infty+B}{P+B} \tag{40}$$

$$\frac{dH_e}{dt} = \frac{1}{\rho_\infty}\left(\frac{p_\infty+B}{P+B}\right)^{1/n}\left\{-3\kappa\, p_n \left(\frac{R_n}{R}\right)^{3\kappa}\frac{U}{R} + \frac{2\sigma U}{R^2} + \frac{4\mu U^2}{R^2}\right\} . \tag{41}$$

Durch die Gleichungen (36) bis (41) sind alle in dem DGL-System (35) auftauchenden Unbekannten auf sich direkt aus den Versuchsbedingungen ergebenen Größen in Beziehung gesetzt. Die Bewegung für verschiedene Blasen, die durch ihren Ruheradius R_n charakterisiert sind, wird für vorgegebene Anfangsbedingungen t_a, R_a, U_a durch numerische Integration des DGL-Systems mit Hilfe eines Runge-Kutta-Verfahrens gewonnen. Die benutzten Daten für Wasser sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Dabei wurde angenommen, daß die Schwingung adiabatisch erfolgt.

$p_\infty = 10^6$ dyn/cm^2	$\kappa = 1{,}33$
$p_d = 0{,}0233 \cdot 10^6$ dyn/cm^2	$B = 3 \cdot 10^9$ dyn/cm^2
$\mu = 0{,}01$ Poise	$n = 7$
$\sigma = 72{,}5$ dyn/cm	$c_\infty = 1{,}48 \cdot 10^5$ cm/sec
$\rho_\infty = 0{,}998$ g/cm^3	

Tabelle 2: Die Konstanten der Rechnung

Aus der Bewegung der Blasenwand kann unter Annahme der Kirkewood-Bethe-Hypothese (siehe [5]), daß die Größe $y = r\,(h + \frac{u^2}{2})$ entlang einer auslaufenden Charakteristik konstant ist, also

$$y = r\,(h + \tfrac{u^2}{2}) = R\,(H + \tfrac{U^2}{2}) = Y \tag{42}$$

entlang der Charakteristik $\frac{dr}{dt} = u + c$ gilt, auch die Druck- bzw. Geschwindigkeitsverteilung in der Flüssigkeit gewonnen werden. Man erhält für die Geschwindigkeitsverteilung wieder ein gewöhnliches, nichtlineares DGL-System

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= \frac{1}{(c-u)}\left[(c+u)\,\frac{Y}{r^2} - \frac{2c^2u}{r}\right] \\ \frac{dr}{dt} &= c+u \end{aligned} \tag{43}$$

Die Schallgeschwindigkeit $c = c(r,u)$ wird über

$$c = c_\infty \left(\frac{p+B}{p_\infty+B}\right)^{(n-1)/2n} \tag{44}$$

und

$$(45) \qquad p = (p_\infty + B)\left[\left(\frac{Y}{r} - \frac{u^2}{2}\right)\frac{(n-1)\rho_\infty}{n(p_\infty+B)} + 1\right]^{n/(n-1)} - B$$

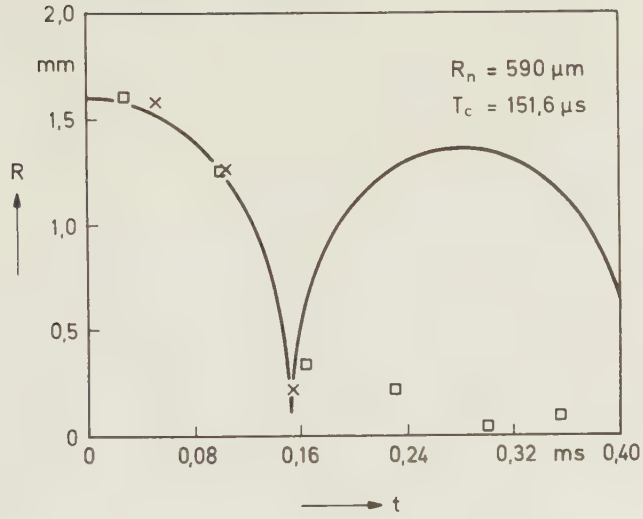
auf bekannte Größen zurückgeführt. Bei bekannter Geschwindigkeitsverteilung erhält man aus (45) die zugehörige Druckverteilung.

Durch numerische Lösung des DGL-Systems (43) mit dem Blasenradius und der Blasenwandgeschwindigkeit als Anfangswerten erhält man die Geschwindigkeitsverteilung oder Druckverteilung in der Flüssigkeit entlang einer charakteristischen Kurve. Berechnet man die Lösungen für viele Charakteristiken, also viele verschiedene Anfangsbedingungen, erhält man schließlich ein ganzes dreidimensionales Netzwerk von Punkten (u, r, t) oder (p, r, t). Zur Bestimmung des Druck- oder Geschwindigkeitsverlaufs zu einem festen Zeitpunkt braucht man sich aus dem Punktgitter nur eine Hyperebene t ≡ const auszuwählen.

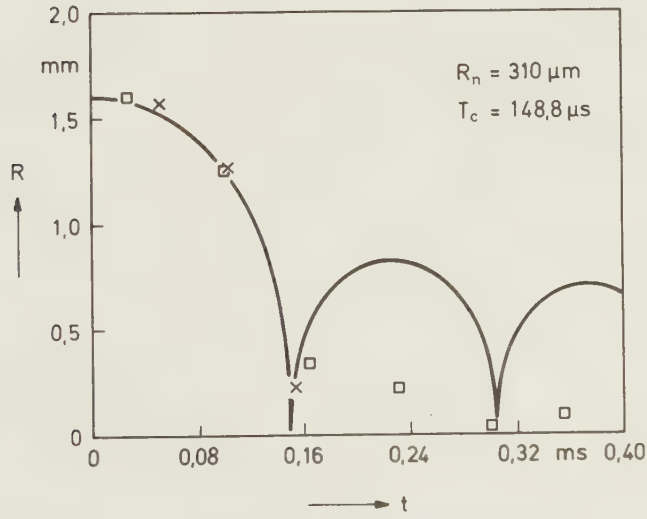
Es soll nicht unerwähnt bleiben, daß die Berechnung eines engmaschigen Gitters eine erhebliche Rechenzeit erfordert, so daß die Druck- und Geschwindigkeitsverteilung nur in der nahen Umgebung der Blase ermittelt werden kann.

7.3. Die freie Blasenschwingung

Es wird angenommen, daß verschiedene große Blasen mit Ruheradien R_n = 590 µm, 310 µm, 160 µm und 64 µm zur Zeit t = 0 auf einen Anfangsradius R_a = 1,6 mm ausgelenkt sind und nur der hydrostatische Druck p_∞ auf die anfangs ruhende Blase wirkt. Man berechnet die in Abb. 27a-d gezeigten Radius-Zeit-Kurven. Mit abnehmendem Ruheradius R_n nimmt die Dämpfung der Schwingung zu. Gleichzeitig fällt die Kollapszeit von T_c = 151,6 µs bei R_n = 590 µm auf T_c = 148,5 µs bei R_n = 64 µm ab. In die Diagramme sind noch Meßpunkte für die beiden in Abb. 14 und 15 gezeigten Vorgänge eingetragen. Die Kreuze gelten für Abb. 14, die Vierecke beziehen sich auf Abb. 15. Im letzten Fall wurden die Werte mit Hilfe der bekannten Rayleighschen Kollapszeit auf einen Maximalradius von 1,6 mm umnormiert. Nach dem Kollaps wird für die nicht mehr exakt kugelförmig schwingenden Blasen ein

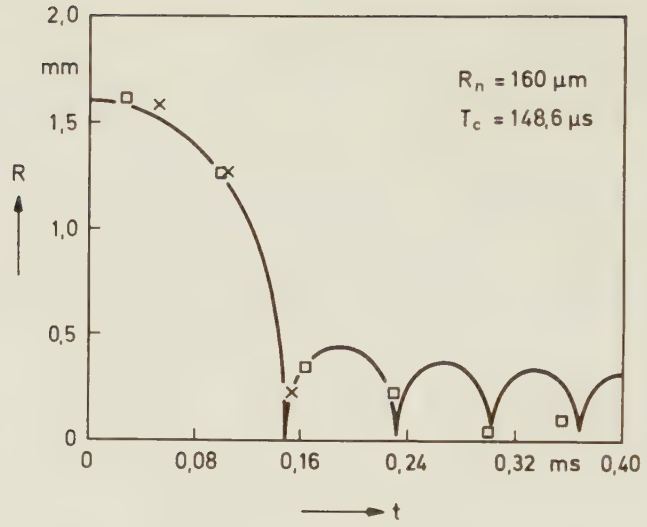


a)

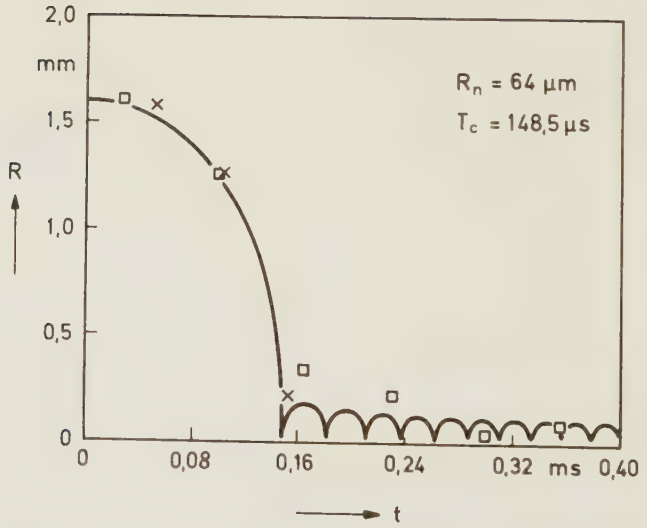


b)

Abb. 27a, b: Radius-Zeit-Kurven für verschiedene Blasenruheradien R_n.
a: R_n = 590 µm
b: R_n = 310 µm
Eingetragen sind noch die Kollapszeiten T_c.

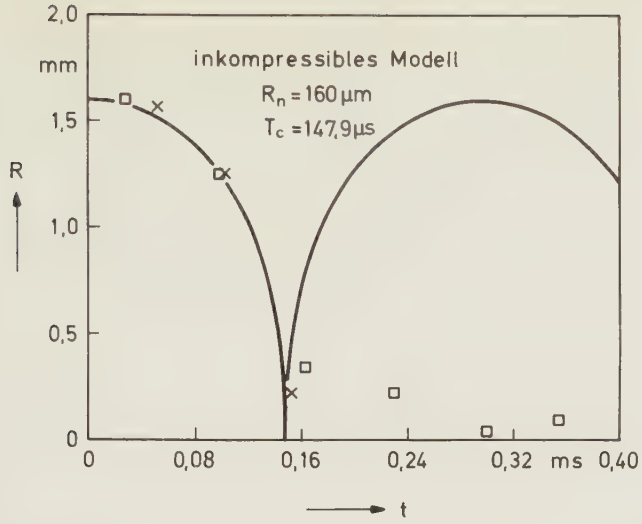


c)



d)

Abb. 27c, d: Radius-Zeit-Kurven für verschiedene Blasenruheradien R_n.
c: R_n = 160 µm
d: R_n = 64 µm
Eingetragen sind noch die Kollapszeiten T_c.



c)

Abb. 27e: Radius-Zeit-Kurve für Blasenruheradius R_n = 160 µm, berechnet nach inkompressiblem Modell. Eingetragen ist die Kollapszeit T_c.

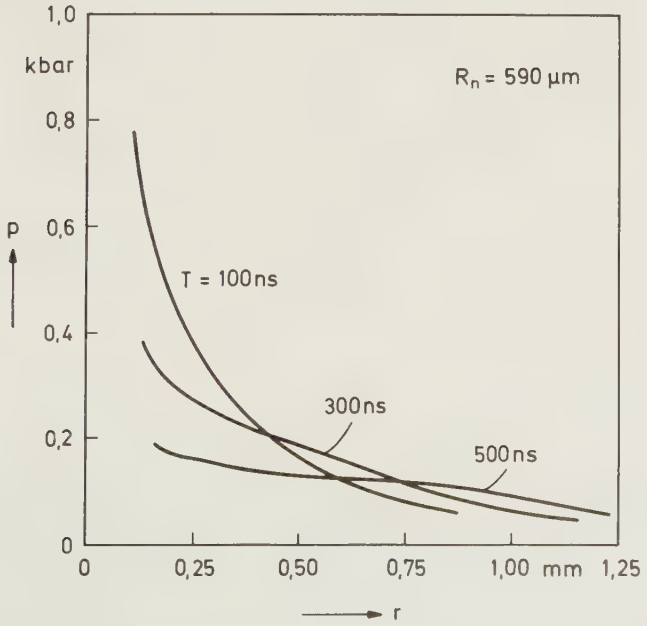


Abb. 28: Druckverlauf in der Flüssigkeit zur Zeit T nach dem ersten Kollaps der Blase mit R_n = 590 µm.

mittlerer Radius angesetzt. Die beste Übereinstimmung der gemessenen Radien mit den berechneten Kurven erhält man offenbar für R_n = 160 µm. Hierfür stimmen auch die aus Abb. 14 zu ermittelnde Kollapszeit T_c = 148 µs und die berechnete T_c = 148,6 sehr gut überein.

Zum Vergleich ist die Schwingung für R_n = 160 µm in Abb. 27e für ein inkompressibles Modell [6] berechnet, das sowohl die Oberflächenspannung als auch die Viskosität berücksichtigt. Die starke Dämpfung der Schwingung wird hier nicht festgestellt.

Die Abstrahlung von Stoßwellen erfolgt nur beim Zurückschwingen aus dem Minimum [47]. Deshalb wurde der Druck- und Geschwindigkeitsverlauf in der umgebenden Flüssigkeit für Zeitpunkte kurz nach Einsetzen des Rebound berechnet.

Für die Schwingung der Abb. 27a (R_n = 590 µm) ist in Abb. 28 der radiale Druckverlauf zu drei verschiedenen Zeitpunkten 100 ns, 300 ns und 500 ns nach dem Kollaps aufgetragen. Der Druck steigt zur Blasenwand hin monoton an. Erst 500 ns nach dem Kollaps deutet sich in der Umgebung von R = 0,75 mm die Ausbildung eines kleinen Wellenberges an. Die Abstrahlung ist schwach, der Radius erreicht in Abb. 27a beim Zurückschwingen fast wieder seinen alten Maximalwert.

Die Verhältnisse ändern sich schlagartig beim Übergang zum Radius-Zeit-Verlauf der Abb. 27b (R_n = 310 µm). Die zugehörigen Druck- und Geschwindigkeitsverläufe sind in Abb. 29 aufgetragen. Um Rechenzeit zu sparen, wurden nur die Profile 30 ns und 50 ns nach dem Kollaps berechnet. Schon zu diesen Zeitpunkten löst sich eine Stoßwelle ab. Der starke Energieverlust durch Abstrahlung führt dazu, daß die Blase nach dem Kollaps nur etwa bis auf den halben Anfangsradius zurückschwingt.

Bei der Berechnung des Druck- und Geschwindigkeitsverlaufs in Abb. 30 für den Ruheradius R_n = 160 µm treten Mehrdeutigkeiten auf, die gestrichelt gezeichnet sind. Die Ursache für das Auftauchen von Mehrdeutigkeiten liegt in der Vernachlässigung der Wärmeleitung, was sich besonders in der Wellenfront wegen der dort vorkommenden hohen Gradienten stark bemerkbar macht. Das Überhängen hat physikalisch keinen Sinn, es beschreibt lediglich die Ausbildung von

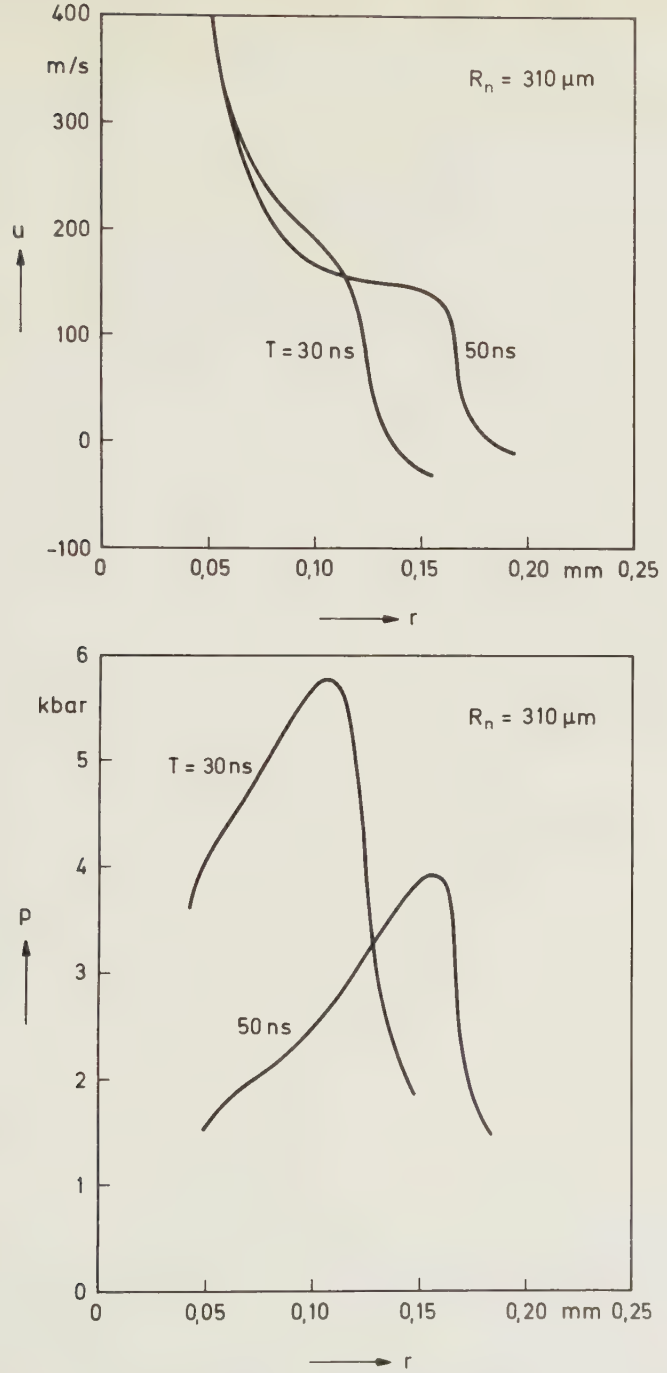


Abb. 29: Geschwindigkeitsverlauf a) und Druckverlauf b) in der Flüssigkeit zur Zeit T nach dem ersten Kollaps der Blase mit R_n = 310 µm.

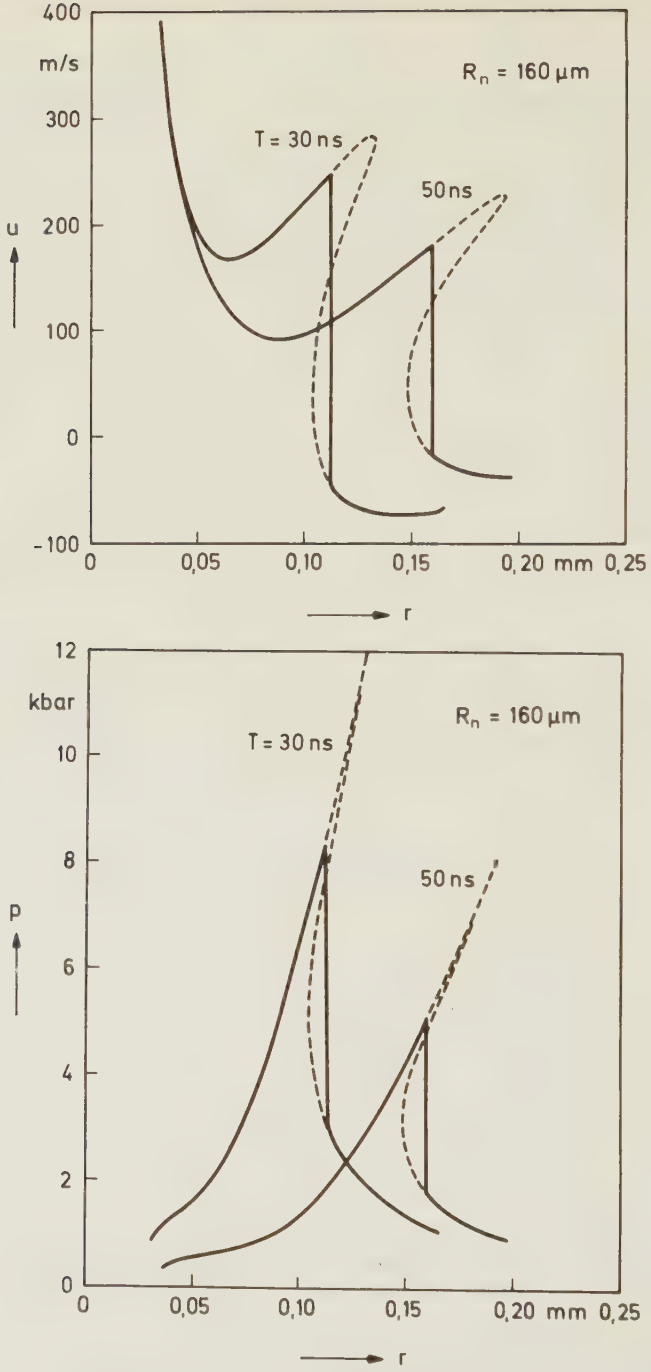


Abb. 30: Geschwindigkeitsprofil a) und Druckprofil b) in der Flüssigkeit zur Zeit T nach dem ersten Kollaps der Blase mit R_n = 160 µm.

Diskontinuitäten [49]. Zur Bestimmung der Lage der Stoßfront werden Erhaltungssätze für den Massen-, Impuls- und Energiefluß durch die Unstetigkeit herangezogen. Im Geschwindigkeitsprofil wird die Diskontinuität durch die senkrechte Linie festgelegt, die im mehrdeutigen Teil gleich große Flächen unter der (in Abb. 30a gestrichelt gezeichneten) Kurve abschneidet [49]. Überträgt man diese Linie in das Druckprofil (Abb. 30b), erhält man die Lage der Druckfront und auch die Spitzenwerte des Druckes. Akulichev [43] hat schon darauf hingewiesen, daß mit und ohne Berücksichtigung der Unstetigkeit ermittelte Spitzendrucke erheblich differieren können.

Aus dem Druckverlauf geht wieder hervor, daß eine starke Abstrahlung erfolgt. Diese Energie geht der Schwingung in Abb. 27c verloren. Für den Blasenwandverlauf nach Abb. 27d für R_n = 64 µm wurden keine Profile berechnet, da ein noch stärkeres Überhängen zu erwarten ist.

Die Gegenüberstellung von Theorie und Experiment erlaubt wichtige Folgerungen. Die Kurven der Abb. 27 zeigen, daß man für die lasererzeugten Blasen während der Kollapsphase ein Ruhevolumen annehmen muß, das etwa tausendmal kleiner als das Maximalvolumen ist. Aus den Druckprofilen der Abb. 28 und 29 geht hervor, daß, wie auch in Abb. 14 beobachtet, starke Stoßwellenabstrahlung erfolgt, die zum Energieverlust der Schwingung führt. Da bei der Rechnung nach der inkompressiblen Theorie keine Abnahme der Maximalamplitude gefunden wurde (Abb. 27e), erweist sich die Schallabstrahlung als hauptverantwortlich für die starke Dämpfung der Schwingung kugelförmiger, lasererzeugter Blasen in Wasser.

7.4. Zur Entstehung lasererzeugter Blasen

Über die Vorgänge, die beim Laserdurchschlag zur Blasenbildung führen, ist noch wenig bekannt. In diesem Abschnitt wird die Bewegung der Blasenwand und die auftretende Abstrahlung untersucht. Es wird angenommen, daß im Fokusbereich in der Umgebung von Verunreinigungen eine kleine Keimblase vorhanden ist, deren Innendruck bei Einwirkung des Laserlichts durch verdampfende Staubpartikel und siedendes Wasser explosionsartig erhöht wird. Nach Beendigung des Lichtimpulses bleibt die Blase sich selbst überlassen.

Für spezielle Bedingungen ist der Blasenwandverlauf bis zum ersten Kollaps in Abb. 31 berechnet. Der Keimblasenradius ist mit R_{na} = 2 µm willkürlich gewählt. Da über den Absorptionsmechanismus keine genaueren Kenntnisse vorliegen, wird näherungsweise einfach angesetzt, daß die Druckerhöhung so verläuft, daß der Ruheradius während der Dauer der Lichteinwirkung von 30 ns von einem Anfangswert R_{na} linear auf einen Endwert R_{ne} anwächst. Der Endruheradius wird in der Folgezeit beibehalten. Bei diesem Verlauf des Ruheradius nimmt auch der Momentanradius in den ersten 30 ns (nach einer kurzen Anlaufphase von weniger als 5 ns) linear zu. Die Momentanradien betragen am Ende des Lichtimpulses (t=30 ns) R = 10 µm bei R_{ne} = 64 µm und R = 40 µm bei R_{ne} = 590 µm. Der Druck in der Blase verhält sich nichtlinear. Er steigt sehr schnell auf einen Spitzenwert an (3 kbar nach 9 ns bei R_{ne} 64 µm bzw. 65 kbar nach 2 ns bei R_{ne} = 590 µm) und fällt dann mit zunehmender Ausdehnung der Blase erst allmählich und nach Ende der Lichteinwirkung schneller (gemäß Gleichung (36)) ab. Die Kurven zeigen, daß mit steigendem Endruheradius auch der Maximalradius zunimmt. Für einen Endruheradius R_{ne} = 590 µm wird gerade ein Maximalradius R_{max} = 1,6 mm erhalten.

Es wurde auch die Bewegung der Blasenwand für andere Keimgrößen und ein lineares Anwachsen des Ruhevolumens berechnet. Hierfür ergeben sich ähnliche Kurven wie in Abb. 31. Für Keime R_{na} = 0,5 µm differieren die Maximalradien weniger als 1% von den Werten der Abb. 31. Bei linearer Zunahme des Ruhevolumens beträgt die Abweichung weniger als 5%. Die Verläufe stimmen auch insgesamt gut

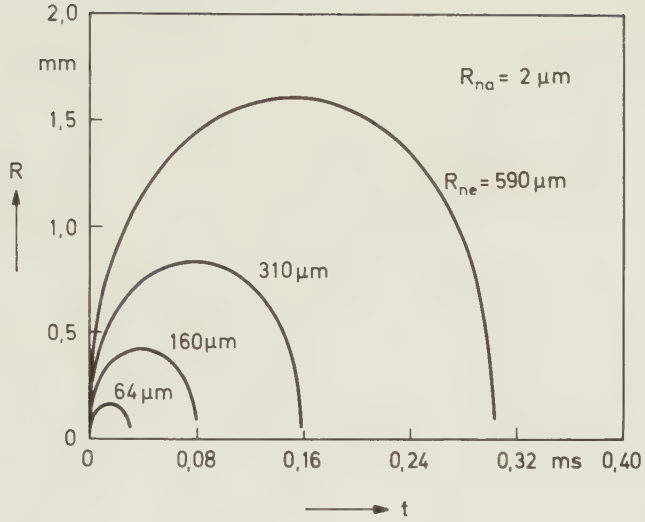


Abb. 31: Die Bewegung der Blasenwand nach Beginn der Blasenentwicklung für verschiedene Blasengrößen R_{ne}.

überein. Man kann also ganz allgemein annehmen, daß weitgehend unabhängig von Keimgröße und Verlauf der Druckerhöhung große Blasen nur dann entstehen können, wenn am Ende der Lichteinwirkung der Ruheradius bzw. der Druck in der Blase genügend groß ist. Die für die Schwingung erforderliche Energie wird potentiell gespeichert. Eine ausreichende Energieaufnahme in kinetischer Form scheint nicht möglich, was durch Strahlungsverluste erklärt werden kann.

Aus den Experimenten ist bekannt, daß mit dem Beginn der Blasenentwicklung Stoßwellen abgestrahlt werden. Zur Überprüfung der Modellvorstellung werden deshalb Druck- und Geschwindigkeitsverteilungen in der die Blase umgebenden Flüssigkeit für Zeitpunkte kurz nach dem Durchschlag berechnet.

In Abb. 32 bzw. 33 sind Profile aufgetragen, die zu Radienverläufen der Abb. 31 mit R_{ne} = 64 µm bzw. R_{ne} = 590 µm gehören. Die Beobachtungszeitpunkte liegen bei T = 100 ns, 300 ns und 500 ns nach dem Durchschlag. Die Stoßwellen lösen sich frühzeitig von der Blase ab. Auch im Geschwindigkeitsprofil bildet sich eine Front aus, außerdem ergibt sich hier aus geometrischen Gründen ein starker Anstieg in der Nähe der Blasenwand. Für größere Blasen treten mehrdeutige Funktionen auf. Bei der Festlegung der Stoßfront muß man wie in Abschnitt 7.3. verfahren. Bei der kleinen Blase und ohne Berücksichtigung der Unstetigkeit auch bei der großen Blase wird der Abfall der Druckmaxima mit wachsendem Laufweg r gut durch das 1/r-Gesetz beschrieben. Werden dagegen Wärmeleitungseffekte pauschal durch die Diskontinuität berücksichtigt, fallen die Druckmaxima vor allem anfangs stärker ab als nach dem 1/r-Gesetz zu erwarten. Die Stoßfront breitet sich bei der kleinen Blase mit Schallgeschwindigkeit aus, bei der großen läuft sie zu Beginn, wenn die Welle noch stark ist, sehr viel schneller. Die Halbwertsbreiten der Stoßwelle betragen bei der kleinen Blase jeweils Δr = 40 µm, bei der großen nehmen sie aufgrund der Wärmeleitung zu von Δr = 85 µm bei T = 100 ns auf Δr = 110 µm bei T = 500 ns. Sie liegen damit in derselben Größenordnung wie die Dicken der in den Aufnahmen zu beobachtenden Stoßwellenringe (vergl. Abb. 16).

Vergleicht man die Ergebnisse dieses Abschnitts mit denen des letzten, so stellt sich heraus, daß einerseits bei der Erzeugung ein Ruheradius von 590 µm notwendig ist, um eine 1,6 mm große Blase überhaupt zu bekommen, andererseits aber das Kollapsverhalten nur mit einem Ruheradius von 160 µm richtig beschrieben wird. Man kann annehmen, daß das beim Durchschlag in der Blase entstandene, konzentrierte Wasserdampf-Gasgemisch sich während der lange Phase vom Durchschlag bis zum Kollaps durch Kondensation bzw. Diffusion stark verdünnt und somit auf einen kleineren Ruheradius führt. Außerdem ist es möglich, daß Substanz verdampft wird, die bei Abnahme der Temperatur wieder fest wird, wodurch der Druck ebenfalls erheblich vermindert wird.

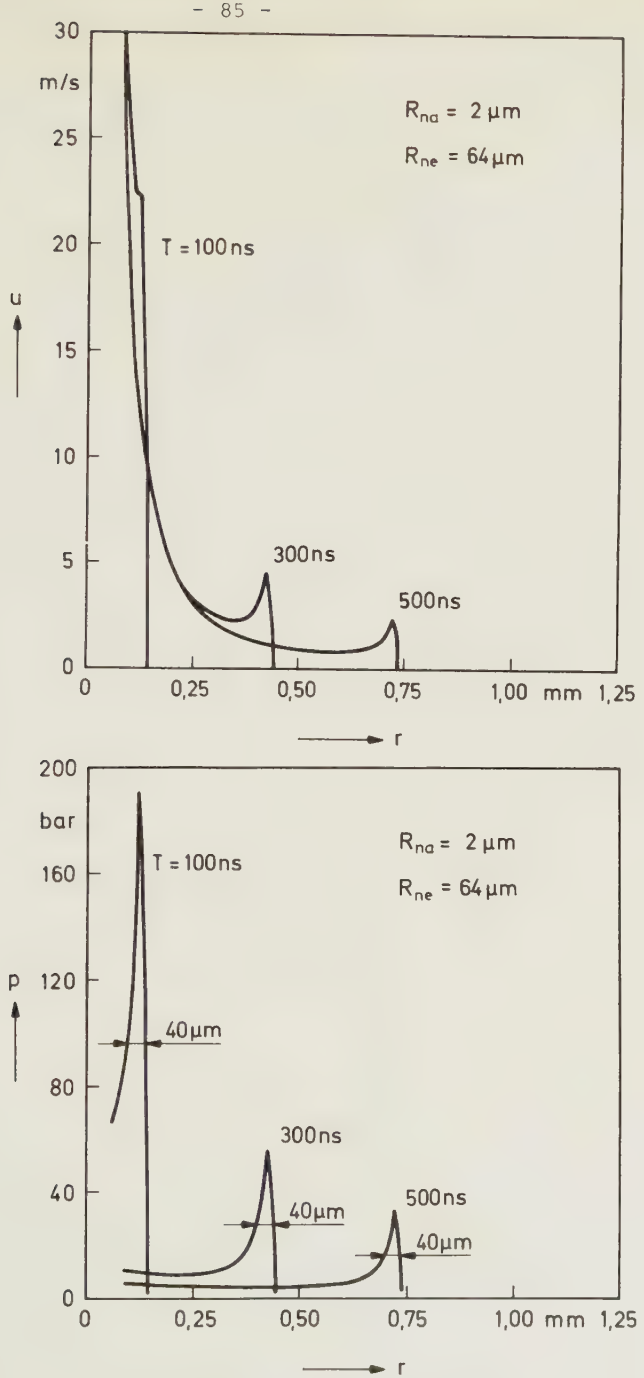


Abb. 32: Geschwindigkeitsverlauf a) und Druckverlauf b) in der Flüssigkeit zur Zeit T nach Beginn der Blasenentwicklung mit R_{ne} = 64 µm.
In b) sind die Halbwertsbreiten der Stoßfronten eingetragen.

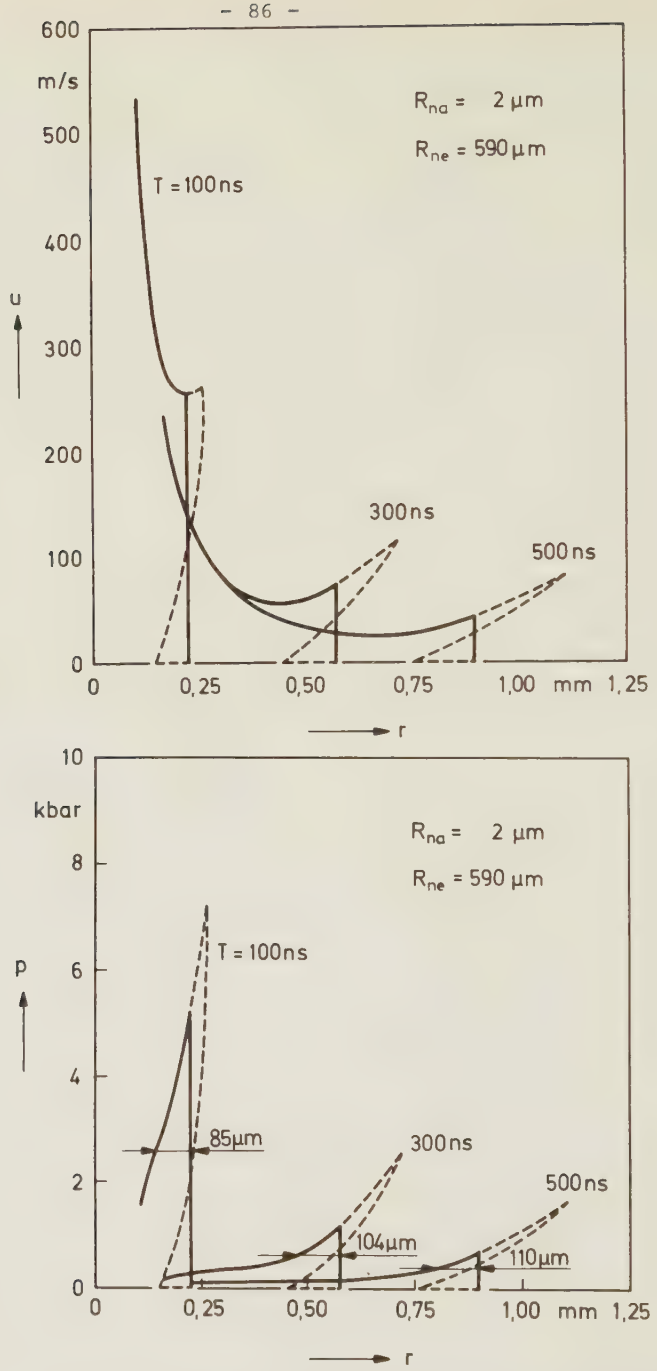


Abb. 33: Geschwindigkeitsprofil a) und Druckprofil b) in der Flüssigkeit zur Zeit T nach Beginn der Blasenentwicklung mit R_{ne} = 590 µm. In b) sind die Halbwertsbreiten der Stoßfronten eingetragen.

8. Schlußbemerkungen

8.1. Zur Holografie

In der vorliegenden Arbeit werden zwei Verfahren vorgestellt, die es gestatten, Impulshologrammserien mit Folgefrequenzen bis zu 20 kHz aufzunehmen. Bei der einen Aufnahmetechnik werden die Einzelhologramme auf verschiedenen Teilen der Platte gespeichert. Die Trennung erfolgt mit einer schnell rotierenden Lochblende. Bei der anderen Methode werden verschiedene Referenzstrahlrichtungen benutzt. Die Strahlen werden mit Hilfe eines akusto-optischen Modulators umgeschaltet. Als Lichtquelle wird ein Rubinimpulslaser verwendet. Die dargestellten Ergebnisse zeigen, daß die Anordnungen hervorragend geeignet sind, schnell bewegte Objekte in ausgedehnten Volumina zu untersuchen. Die Anwendung ist nicht allein auf Kavitationsblasen beschränkt.

Die Entwicklungen werden bestimmt durch das Ziel, möglichst einfache und billige Systeme zu schaffen. Die Erzeugung der Lichtimpulsfolge durch mehrfache Güteschaltung eines Resonators erfordert nur eine Pockelszelle. In einem Vielfachresonatoraufbau [13] wäre dagegen für jeden Impuls eine extra Zelle notwendig. Auch die beiden Multiplex-Systeme sind einfach konstruiert. Die rotierende Lochscheibe aus dünnem Eisenblech wird von einer handelsüblichen Schleifmaschine angetrieben. Der wassergefüllte Modulator ist unempfindlich gegen Beschädigungen durch hochintensives Licht. Da Laufzeiteffekte ausgenutzt werden, wird für die Ablenkung in vier verschiedene Richtungen nur ein Schallwandler und ein Leistungssender zur Anregung gebraucht.

Die Lichtquelle beschränkt die Maximalzahl und den zeitlichen Abstand der hintereinander aufnehmbaren Hologramme. Mit befriedigender Reproduzierbarkeit lassen sich mit dem vorhandenen Laser bestenfalls Folgen von acht ausreichend kohärenten Lichtimpulsen mit ca. 50 µs Abstand erzeugen. Die Ablenkzelle kann höhere Folgefrequenzen bis zu 100 kHz verarbeiten. Dies ist auch mit der rotierenden Blende leicht zu erreichen, wenn sie in einer evakuierten Kammer rotiert. Durch eine direkte Kombination der beiden Aufnahmetechniken können

ohne weiteres 4·8=32 Aufnahmen auf einer Platte gespeichert werden. Damit liegt man schon im Bereich der in der Hochfrequenzkinematografie üblichen Aufnahmekapazität.

Längere und hochfrequentere Lichtimpulsfolgen könnten aus einem kontinuierlichen Wellenzug geformt werden. Um die für die Belichtung der Hologrammplatte notwendige Energie von einigen Millijoule pro Impuls zu erzielen, müßten die Impulse noch verstärkt werden. Als kontinuierliche Quelle bietet sich ein Farbstofflaser an, der transversal und longitudinal modenrein auf der Rubinwellenlänge schwingt. Die Impulse könnten dann durch mehrmaliges Passieren eines Rubinstabes hochverstärkt werden.

8.2. Zur Kavitation

Das Verhalten lasererzeugter Blasen kann anhand der Hologrammserien untersucht werden.

Die Entstehungsphase der Blasen kann wenige zehn Nanosekunden nach dem Durchschlag aufgenommen werden. Das im Fokuspunkt auftretende intensive Streulicht stört nicht (vergl. [39,40]). Wegen der kurzen Belichtungszeiten von 30 ns werden Stoßwellen scharf abgebildet. In der ersten Phase kann das Ablösen der Stoßwelle von der Blase beobachtet werden, etwas später die Ausbreitung, Reflexion und Überlagerung der Wellen (Abb. 16). Man kann bei der Rekonstruktion nach Wunsch auf den Stoßwellenring oder die Blase im Zentrum fokussieren. Die Methode ist sehr empfindlich. Bei der diffusen Beleuchtung können noch Stoßwellen kleiner Blasen von 20 µm Durchmesser aufgelöst werden, die nach der Erzeugung oder dem Kollaps mehrere Millimeter gelaufen sind. Nach den Ergebnissen des Abschnitts 7.4. kann man annehmen, daß der Spitzendruck in den Wellen höchstens einige bar beträgt.

Die Wachstums- und Kollapsphase der Blasen kann beobachtet werden. Bei mehreren, nahe nebeneinanderliegenden Durchschlagspunkten bilden sich mehrere Blasen, die meistens noch vor Erreichen des Maximums zusammenwachsen (Abb. 12 und 13). Bei vereinzelten Durchschlagspunkten ergeben sich kugelförmige Blasen (Abb. 14 und 15). Diese

Blasen strahlen beim Kollaps heftige, kugelförmige Stoßwellen ab, die zur sehr genauen Bestimmung des Kollapszeitpunktes herangezogen werden können. Nach dem Kollaps werden die Blasenschwingungen stark gedämpft. Auch der unsymmetrische Kollaps zusammengewachsener Blasen kann verfolgt werden (Abb. 20 und 21). Die Bildfolgefrequenz ist zu klein, um Details des Ablaufs zu erkennen. Auch hier werden Stoßwellen nach dem Kollaps beobachtet (Abb. 20). Es scheint, daß die Stoßwellen von mehreren Punkten ausgehen. Sie könnten an Stellen erzeugt worden sein, an denen beim Kollaps gegenläufig einströmende Wassermassen aufeinandertreffen (vergl. auch [6]).

Bei der Untersuchung der Wechselwirkung lasererzeugter Blasen mit benachbarten Luftblasen bewährt sich die große Tiefe holografischer Aufnahmen (Abb. 18 und 20). Von der lasererzeugten Blase ausgehende Stoßwellen und Strömungen regen die Luftblasen an. Die Reaktion kann in mehreren Ebenen gleichzeitig verfolgt werden. Nach oder auch schon kurz vor dem Kollaps der lasererzeugten Blase bilden die Luftblasen starke Auswüchse und unsymmetrische Kollapsformen aus. Man kann erwarten, daß die heftigen Schwingungen Materialbeschädigungen hervorrufen können, ähnlich wie der Kollaps lasererzeugter Blasen an Grenzflächen [50].

Der große zur Verfügung stehende Tiefenbereich wird besonders bei der Aufnahme akustisch erzeugter Blasenfelder ausgenutzt. Interessierende Blasen können bei der Rekonstruktion nachträglich scharf gestellt werden. Auf diese Weise gelingt es, den Weg einzelner Blasen zu verfolgen (Abb. 23). Die kurze Belichtungszeit ermöglicht es darüberhinaus, daß auch der Kollaps bzw. die beim Kollaps abgestrahlten Stoßwellen der schwingenden Blasen untersucht werden können. In einem dünnbevölkerten Feld strahlen die Blasen die Stoßwellen mit individueller Phase ab (Abb. 25), in einem dichten Haufen dagegen werden kleine Blasen offenbar von der Stoßwelle der großen Zentralblase zum Kollabieren gezwungen (Abb. 26). Die Beobachtung der Stoßwellen gibt einen sehr anschaulichen Eindruck von der Entstehung des Kavitationsgeräusches.

8.3. Zur Theorie der Schwingung und Schallabstrahlung lasererzeugter Blasen

Einer einfachen theoretischen Behandlung zugänglich sind nur kugelförmige Blasen, die sich in einer unendlich ausgedehnten Flüssigkeit befinden.

Die experimentell beobachteten Schwingungen (Abb. 14 und 15) werden mit dem Blasenmodell von Gilmore (siehe [5]) verglichen. Man findet eine recht gute Übereinstimmung (Abb. 27c), wenn man für den Ruheradius der Blase ein Zehntel des Maximalradius ansetzt. In diesem Fall wird das Abklingen der Schwingung richtig wiedergegeben, und außerdem sind die experimentell und theoretisch bestimmten Kollapszeiten gleich. Sie weichen weniger als 1% von der Rayleighschen Kollapszeit ab. Beim Zurückschwingen aus dem Minimum wird sowohl experimentell (Abb. 14) als auch theoretisch (Abb. 29 und 30) eine starke Stoßwelle gefunden. Eine die Kompressibilität nicht berücksichtigende Theorie (Abb. 27e, [6]) kann das Abklingen der Schwingung und natürlich auch die Abstrahlung nicht erklären. Man muß die Dämpfung also auf die Schallabstrahlung zurückführen.

Die Blasenbewegung und die Abstrahlung werden auch bei der Blasenentstehung berechnet. Es wird angenommen, daß unter der Lichteinwirkung eine kleine Keimblase stark expandiert wird. Die Halbwertsbreiten der berechneten Stoßwellen (Abb. 32 und 33) liegen in derselben Größenordnung wie die Dicken der beobachteten Stoßwellenringe (Abb. 16). Der Blasenwandverlauf (Abb. 31) stimmt recht gut mit dem experimentellen Verlauf überein, wenn für den Ruheradius am Ende der Lichteinwirkung (der momentane Radius zu dieser Zeit ist sehr viel kleiner) etwa ein Drittel des Maximalradius angenommen wird. Um das Kollapsverhalten richtig zu beschreiben, muß man annehmen, daß der Ruheradius durch Diffusion und Kondensation des Blaseninhalts bis zum Kollaps auf etwa ein Zehntel des Maximalradius abnimmt.

Die Arbeit wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft durch Sachmittel unterstützt. Die numerischen Rechnungen wurden teils auf der Univac 1108 der Gesellschaft für Wissenschaftliche Datenverarbeitung, Göttingen, teils auf der Rechenanlage Honeywell H 632 durchgeführt, die dem Dritten Physikalischen Institut von der Volkswagenstiftung zur Verfügung gestellt wurde.

Herrn Prof. Dr. M.R. Schroeder und Herrn Priv.Doz. Dr. W. Lauterborn danke ich für die Ermöglichung dieser Arbeit. Anregende Diskussionen mit Herrn Dr. Lauterborn und Herrn Dr. Hinsch haben die Arbeit sehr gefördert.

9. Literaturverzeichnis

[1] A.T. Ellis, On jets and shock waves from cavitation, Proc. Sixth Symp. on Naval Hydrodyn., Washington, D.C. Paper 6, 1966.

[2] C.L. Kling, F.G. Hammitt, A photographic study of spark-induced cavitation bubble collapse, Trans. ASME, J. Basic Engineering (Dec. 1972) 825-833.

[3] W. Lauterborn, H. Bolle, Experimental investigations of cavitation bubble collapse in the neighbourhood of a solid boundary, J. Fluid Mech. 72, 391-399 (1975).

[4] W. Lauterborn, G. Heinrich, Comparison of nonlinear bubble oscillations in a sound field with theory, Proc. 6th Int. symposium on nonlinear acoustics, Moskau, 8.-10. Juli 1975, im Druck.

[5] R.T. Knapp, J.W. Daily, F.G. Hammitt, Cavitation. McGraw-Hill, New York 1970.

[6] W. Lauterborn, Kavitation durch Laserlicht, Acustica 31, 51-78 (1974).

[7] J.T. LaMacchia, J.E. Bjorkholm, Resolution of pulsed laser holograms, Appl. Phys. Letters 12, 45-46 (1968).

[8] D.A. Ansley, Techniques for pulsed laser holography of people, Appl. Opt. 9, 815-821 (1970).

[9] R.F. Wuerker, L.O. Heflinger, Pulsed laser holography, in: E.R. Robertson, J.M. Harvey (Eds.), The engineering uses of holography. Cambridge University Press 1970, S. 99-114.

[10] F.J. McClung, A.D. Jacobson, D.H. Close, Some experiments performed with a reflected-light pulsed-laser system, Appl. Opt. 9, 103-106 (1970).

[11] H.E. Bates, Burst-mode frequency-doubled YAG:Nd^{3+} laser for time-sequenced high-speed photography and holography, Appl. Opt. 12, 1172-1178 (1973).

[12] M. Novaro, High-speed holographic camera, in: Paget, Laviron (Eds.), Actes du $X^{ème}$ Congrès International de Cinématographie Ultra Rapide, Nice (France) 1972. Association Nationale de la Recherche Technique, Paris 1973, S. 205-206.

[13] M.J. Landry, A.E. McCarthy, Use of the multiple cavity laser holographic system for exploding bridge wire analysis, Optical Engineering 14, 69-72 (1975).

[14] R.G.N. Hall, J.W.C. Gates, I.N. Ross, Short interval double-pulsed holography of reflecting objects, in: Paget, Laviron (Eds.), Actes du $X^{ème}$ Congrès International de Cinématographie Ultra Rapide, Nice (France) 1972. Association Nationale de la Recherche Technique, Paris 1973, S. 227-233.

[15] K. Hinsch, F. Bader, Acoustooptic modulators as switchable beam-splitters in high-speed holography, Optics Communications 12, 51-55 (1974).

[16] M. Feldman, High speed photographic and holographic techniques using acoustic light deflection, in: Proc. 9^{th} Int. Congr. High Speed Photography. Society of Motion Picture and Television Engineers, New York 1970, 16-20.

[17] K. Hinsch, F. Bader, W. Lauterborn, The dynamics of cavitation bubble fields studied by double-pulse holography, in: Finite-amplitude wave effects in fluids. IPC Science and Technology Press, Guilford 1974, S. 240-244.

[18] F. Bader, Kurzzeitholografische Untersuchungen von Kavitationsblasenfeldern. Dissertation, Drittes Physikalisches Institut, Universität Göttingen 1973.

[19] R.J. Collier, C.B. Burckhardt, L.H. Lin, Optical Holography. Academic Press, New York 1971.

[20] J.W. Goodman, Introduction to Fourier Optics. McGraw-Hill, New York 1968.

[21] F.J. McClung, D. Weiner, Longitudinal mode control in giant pulse lasers, IEEE J. Quantum Electron. QE 1, 94-99 (1965).

[22] A. Flamholz, G.J. Wolga, Transient interference studies of passively Q-switched ruby-laser emission, J. Appl. Phys. 39, 2723-2730 (1968).

[23] L.D. Siebert, Holographic coherence length of a pulse laser, Appl. Opt. 10, 632-637 (1971).

[24] D. Röss, LASER, Lichtverstärker und Oszillatoren. Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt a.M. 1966.

[25] G. Schaack, Dynamik des Riesenimpulses im Rubin-Laser, Z. angew. Physik 17, 385-392 (1964).

[26] C.L. Tang, H. Statz, G. DeMars, Spectral output and spiking behavior of solid-state lasers, J. Appl. Phys. 34, 2289-2295 (1963).

[27] J.T. LaMacchia, C.J. Vincelette, Comparison of the diffraction efficiency of multiple exposure and single exposure holograms, Appl. Opt. 9, 1857-1858 (1968).

[28] H.J. Caulfield, Wavefront multiplexing by holography, Appl. Opt. 9, 1218-1219 (1970).

[29] M.J. Landry, G.S. Phipps, Holographic characteristics of 10E75 plates for single- and multiple-exposure holograms, Appl. Opt. 14, 2260-2266 (1975).

[30] P. Hariharan, Z.S. Hegedus, Image contrast and resolution in holographic multiplexing by spatial division, Optics Communications 10, 238-242 (1973).

[31] H. Kiemle, D. Röss, Einführung in die Technik der Holographie. Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt a.M. 1969.

[32] R.V. van Ligten, H. Osterberg, Holographic microscopy, Nature 211, 282 (1966).

[33] B.J. Thompson, J.H. Ward, W.R. Zinky, Application of hologram techniques for particle size analysis, Appl. Opt. 6, 519-526 (1967).

[34] S. Lowenthal, H. Arsenault, Image formation for coherent diffuse objects: statistical properties, J. Opt. Soc. Am. 60, 1478-1483 (1970).

[35] M. Born, E. Wolf, Principles of optics. Pergamon Press, New York 1964.

[36] G.W. Willard, Criteria for normal and abnormal ultrasonic light diffraction effects, J. Acous. Soc. Am. 21, 101-108 (1948).

[37] D. Maydan, Fast modulator for extraction of internal laser power, J. Appl. Phys. 41, 1552-1559 (1970).

[38] W. Lauterborn, Optische Kavitation. Forschungsber. aus der Wehrtechnik 75-18, Bonn 1975.

[39] C.E. Bell, J.A. Landt, Laser-induced high-pressure shock waves in water, Appl. Phys. Letters 10, 46-48 (1967).

[40] M.P. Felix, A.T. Ellis, Laser-induced liquid breakdown - a step-by-step account, Appl. Phys. Letters 19, 484-486 (1971).

[41] K. Hinsch, The dynamics of bubble fields in acoustic cavitation, Proc. 6th Int. symposium on nonlinear acoustics, Moskau, 8.-10. Juli 1975, im Druck.

[42] W.L. Nyborg, Bubble annihilation in cavitation streamers, J. Acoust. Soc. Am. 42, 891-894 (1967).

[43] V.A. Akulichev, Pulsations of cavitation voids, in: L.D. Rozenberg (Ed.), High-intensity ultrasonic fields. Plenum Press, New York 1971.

[44] W. Lauterborn, Resonanzkurven von Gasblasen in Flüssigkeiten, Acustica 23, 73-81 (1970).

[45] U. Radek, Kavitationserzeugte Druckimpulse und Materialzerstörung, Acustica 26, 270-283 (1972).

[46] H.G. Flynn, Physics of acoustic cavitation in liquids, in: W.P. Mason (Ed.), Physical Acoustics, Vol. IB. Academic Press, New York 1964, S. 57-112.

[47] R. Hickling, M.S. Plesset, Collapse and rebound of a spherical bubble in water, Physics of Fluids 7, 7-14 (1964).

[48] R.D. Ivany, F.G. Hammitt, Cavitation bubble collapse in viscous, compressible liquids - numerical analysis, Trans. ASME, 87, Ser. D, Jr. Basic Engineering, 977-985 (1965).

[49] L.D. Landau, E.M. Lifschitz, Hydrodynamik. Akademie-Verlag, Berlin 1966.

[50] H. Bolle, Nichtsymmetrischer Kollaps lasererzeugter Kavitationsblasen. Diplomarbeit, Drittes Physikalisches Institut Universität Göttingen 1974.

L e b e n s l a u f

Ich wurde am 27.10.1949 als Sohn des Kaufmännischen Angestellten Karl-Heinz Ebeling und seiner Ehefrau Rena, geb. Reese, in Hehlen/Weser geboren. Ostern 1956 trat ich in die Hehlener Volksschule ein und wechselte vier Jahre später zum Schiller-Gymnasium in Hameln über. Dort bestand ich im Sommer 1968 das Abitur. Im Wintersemester 1968/69 begann ich das Studium der Physik in Göttingen. Am 6.7.1973 legte ich die Diplomprüfung für Physiker ab.